

*h. Dokumentáció  
Csoport*

MAGY. TUD. AKADEMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETE  
Elméleti csoport  
VIL Paskin-utca 6-7.

A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ  
INTÉZETÉNEK  
KIADVÁNYAI

1 / 1-2.

1953.

### Beköszöntő.

Irta: Kovács István  
az Intézet igazgatója

Intézetünk fejlődése során szükségessé vált, hogy munkánkról és eredményeinkről rendszeresen beszámoljunk és beszámolóinkat legalábbis egy szűkebb körrel megismertessük. Ez a jelen számmal meginduló kiadványunk főfeladata.

Eddig csak az egészen lezárt és jelentős eredményeink kerültek nyilvánosságra hazai és kisebb, részben külföldi szakfolyóiratokban. Munkánknak tekintélyes része azonban részletkérdések körül mozog, és főleg kísérleti kutatások terén igen gyakran születnek olyan részleteredmények, amelyek intézeti, sőt országos viszonylatban is jelentősek ugyan, de önmagukban nem alkalmasak arra, hogy nagy, sőt nemzetközi publicitású folyóiratban kerüljenek közlésre. Sok esetben vannak olyan eredményeink, amelyek a hazai fizika fejlődése szempontjából jelentősek, bár az irodalomban legalábbis elvben vázolt feladat megoldását jelentik. Anélkül, hogy a színvonal tekintetében enyhe mértékkel akarnánk mérni, az egészen önálló és teljesen lezárt eredményeket tartalmazó dolgozatok mellett bőséges helyet szánunk az ilyen természetű dolgozatok közlésének. Ezzel az Intézetben folyó munkáról közleményeink hű képet fognak adni.

Az Intézetben belül az a hivatása közleményeinknek, hogy kutatóink együttműködését jobban elmélyítse, az Intézetben kívül pedig az a célja, hogy a rokon területeken működő kartársaink figyelmét is felhívja munkánkra és közös céljaink eléréséhez vezető együttműködésre serkentse őket.

Kiadványainkban elsősorban friss eredményeinknek adunk helyet, de hogy eddigi munkánk is lemérhető legyen, folyamatosan közöljük azokat a dolgozatokat is, amelyek az Intézetben végzett korábbi munkákról számolnak be és esetleg már más folyóiratban korábban megjelentek.

Reméljük, hogy ez a publikálási lehetőség - amely az arra érdemes dolgozatoknak más helyen való közlését nem zárja ki - kutatóink munkájának lendületét fokozni fogja és hogy ezzel a kiadvánnyal is hozzájárulunk a hazai fizika színvonalának emeléséhez.

A Magyar Tudományos Akadémia  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK  
K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Gáspár Rezső, Halman Ottó, Mátrai Tibor,  
Nagy László és Tari László  
közreműködésével szerkeszti:  
Faragó Péter

---

1. évfolyam. 1. - 2. szám. 1953. október - november.

---

T A R T A L O M J E G Y Z É K :

- Kovács István: Beköszöntő..... 3.old.
1. Kovács István: A kétatomos molekulatermek rotációs állandóinak számítása perturbáció-adatok alapján. .... 4. "
2. Kovács István és Budó Ágoston: Vizsgálatok a SrO molekula kék sávjain. ....14. "
3. Deézsi Irén, Koczás Edit és Mátrai Tibor: A SrO néhány kék sávjának rotációs analízise ..27. "
4. Jánosy Lajos és Kiss Dezső: Geiger-Müller számlálócsövek megszámlálási valószínűségének mérése. ....36. "
5. Jánosy Lajos: A kiterjedt légizapórok jelenlegi problémái .....54. "
6. Koch József, Sándor Tamás, Somogyi Antal, Szivek János: A kiterjedt légizapórok sűrűség spektrumának mérése .....61. "
7. Faragó Péter és Groma Géza: Reflex oszcillátorok.....66. "
8. Keszthelyi Lajos: Nátriumjodid kristályok világítóképeségének eloszlása .....82. "
9. Karlovits József, Lux András, Schmidt György: Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél szerzett tapasztalatokról. /Szabadtéri generátorok./ .....84. "
10. Karlovits József, Schmidt György: Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél szerzett tapasztalatokról. /Tank generátor./... 88. "
11. Erő János, Karlovits József, Schmidt György: Magreakciók létrehozására szolgáló teljes kísérleti berendezés ..... 90. "
12. Tari László: Laboratóriumi számláló berendezés .... 93. "

---

AKADÉMIAI KIADÓ - Bp., V., Alkotmány u. 21.  
F: Mestyan János - Rota 1953/163/1627

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE.  
OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

A kétatomos molekulatérlek rotációs állandóinak számítása  
perturbáció-adatok alapján.

Irtta: Kovács István

Két teljesen egyenértékű, analóg szemléletes eljárást ismertettünk, melynek segítségével az átmenetben résztvevő két molekulatérlek rotációs állandóinak és rezgési nivóinak különbsége a mért spektrumvonalak hullámszámaiból egyszerűen meghatározható. Ezenfelül mind a két eljárás egyaránt alkalmas a perturbációk felfedezésére. Az első eljárás alapján a perturbáló térlek rotációs állandója, a második alapján pedig a perturbált térlek rezgési nivójának magassága állapítható meg a perturbáció helye környékén észlelt úgynevezett számfölötti vonalak felhasználásával és pedig anélkül, hogy ekközben szükséges lenne a perturbációs mátrix-elemnek, valamint a perturbált és perturbálatlan nivók közötti eltéréseknek az ismerete.

1a/. Sávós spektrumokban fellépő perturbációk megállapítására a legjobban bevált eljárás az úgynevezett B'-B'' eljárás [1], [2]. Ennek az eljárásnak alapgondolata abban áll, hogy a sáv-vonalaknak a J rotációs kvantumszámmal változó hullámszámaiból olyan kifejezést képezünk, amely a J rotációs kvantumszámnak minden értékénél egyazon B'-B'' értékű konstansot ad meg, ha perturbáció nem áll fenn. Szingulett állapotok esetében a Q-ág számára az említett kifejezés így szól:

$$f_Q = \frac{Q(J) - Q(J-1)}{2J} = B' - B'', \quad /1/$$

míg a PR-ág számára:

$$f_{PR} = \frac{\frac{1}{2} [P(J+1) + R(J-1)] - \frac{1}{2} [P(J) + R(J-2)]}{2J} = B' - B'', \quad /2a/$$

vagy

$$f_{PR} = \frac{\frac{1}{2} [P(J) + R(J)] - \frac{1}{2} [P(J-1) + R(J-1)]}{2J} = B' - B'', \quad /2b/$$

E formulák alapján az egyik rotációs állandót meghatározhatjuk, ha a másik ismeretes [3].

Az /1/, /2a/ (illetőleg a /2b/) kifejezések csak akkor adnak azonos eredményeket, ha  $\Lambda$ -felhasadás sem a felső, sem az alsó állapotban nem lép fel. Ha pl. az alsó állapotban van  $\Lambda$ -felhasadás /ennek komponenseit c és d indexekkel jelölve/, akkor

$$f_Q = B' - B'_d, \quad f_{PR} = B' - B'_c, \quad /3/$$

azaz

$$f_Q - f_{PR} = B_c'' - B_d'' = q.$$

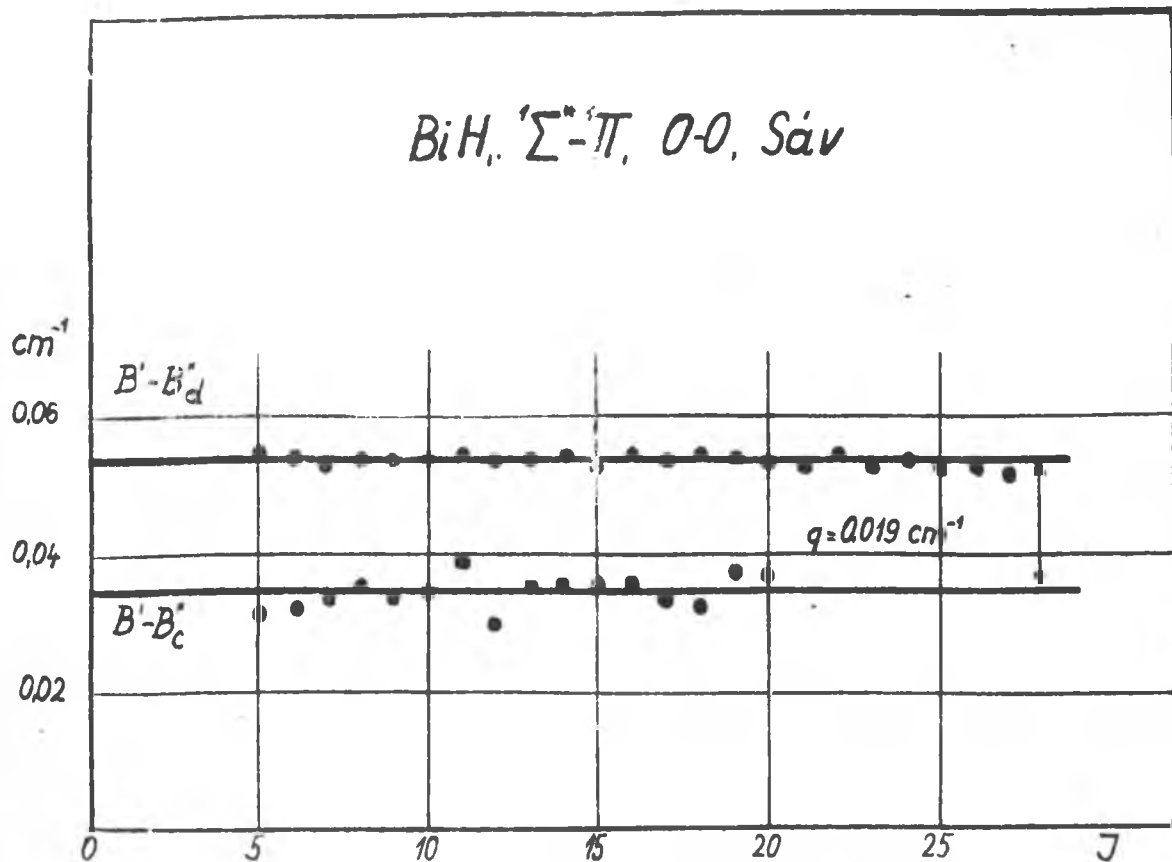
/4/

/4/-ből a  $q$  konstansot, amely a  $\Lambda$ -felhasadást az ismert

$$\Delta v_{od}(J) = q J(J+1)$$

/5/

formula szerint meghatározza, könnyen kiszámíthatjuk.



1. ábra.

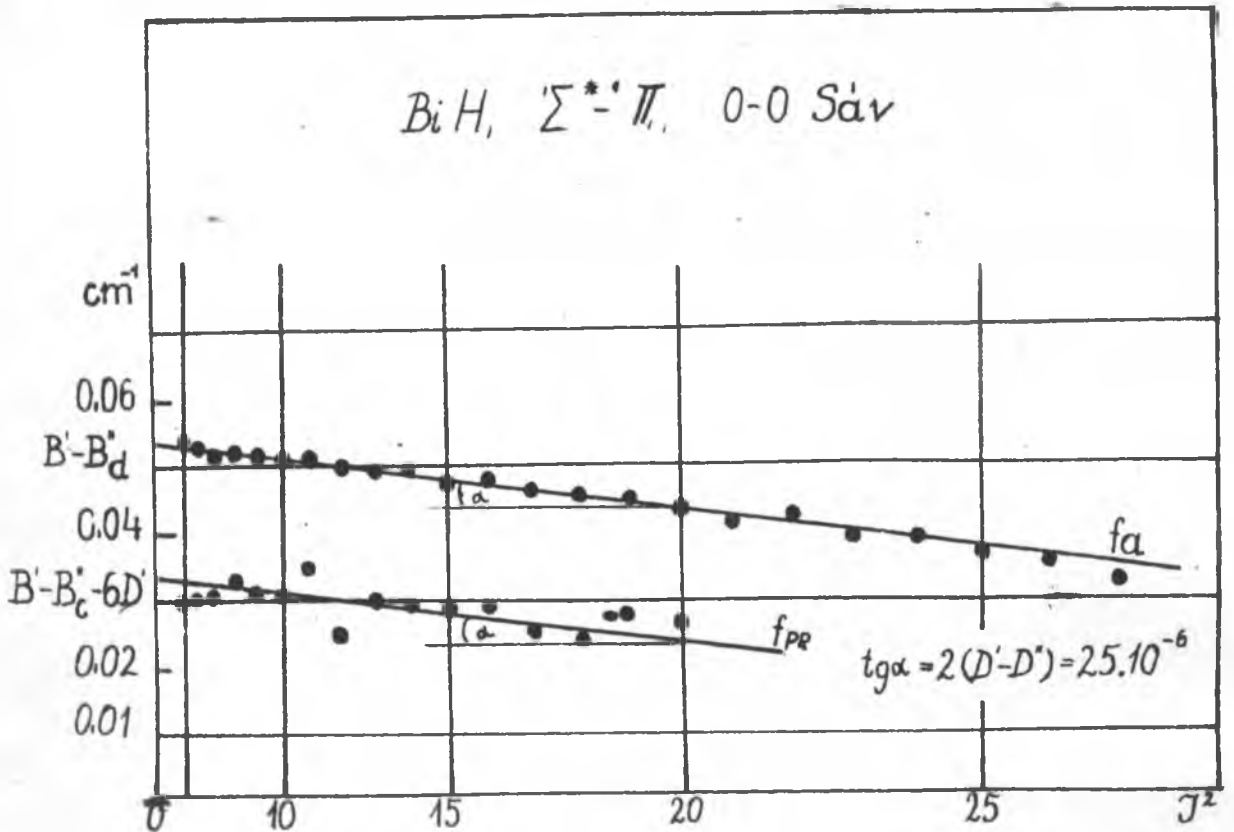
$\Lambda$ -felbomlás meghatározása a  $\text{BiH } 0-0 \text{ } ^1\Sigma^+ - \Pi^+$  sávjában A. Heimer mérési adatai alapján [Zs.F.Phys. 95, 328, 1935.]. A  $B'-B''$  értékeket az /1/ és /2b/ egyenlet helyett a megfelelő későbbi /1/ és /2b/ képletekből számítottuk ki, mivel a D korrekciót is figyelembe kellett vennünk.

Mint említettük, a /1/, /2a/ és /2b/ formulák az első, de a legtöbb esetben kielégítő közelítésben érvényesek. Vegyük figyelembe a termformulában főleg a magasabb rotációs nívóknál jelentős  $-D_J^2$  és  $(J-1)^2$  korrekciótagot, akkor a pontos kifejezés az így szólna:

$$\begin{aligned} f_Q &= B'-B''-2 (D'-D'') J^2 & /1^*/ \\ f_{PR} &= B'-B'' + 6 D''-2 (D'-D'') J^2, & /2a^*/ \\ f_{PR} &= B'-B''-6D'-2 (D'-D'') J^2, & /2b^*/ \end{aligned}$$

A D-tagok azonban általában csak a görbének a vízszintes egyenestől való kis lehajlását okozzák a J rotációs kvantumszám nagyobb értékeinél.

Ábrázoljuk a  $f_Q$ ,  $f_{PR}$  ill.  $f_{PR}$  kifejezéseket  $J^2$  függvényeként, akkor a parabolikus görbe helyett egyenest kapunk, amelynek hajlása  $-2/D'-D''$ , az ordinátán való metszete pedig  $B'-B''$ ,  $B'-B'' + 6D''$  ill.  $B'-B''-6D''$ . Ilyen esetben  $B'-B''$ -n kívül  $D'-D''$ -t is meghatározhatjuk, azaz: ha az egyik állapot B és D konstansait ismerjük, úgy a másik állapot B és D konstansai is meghatározhatók.

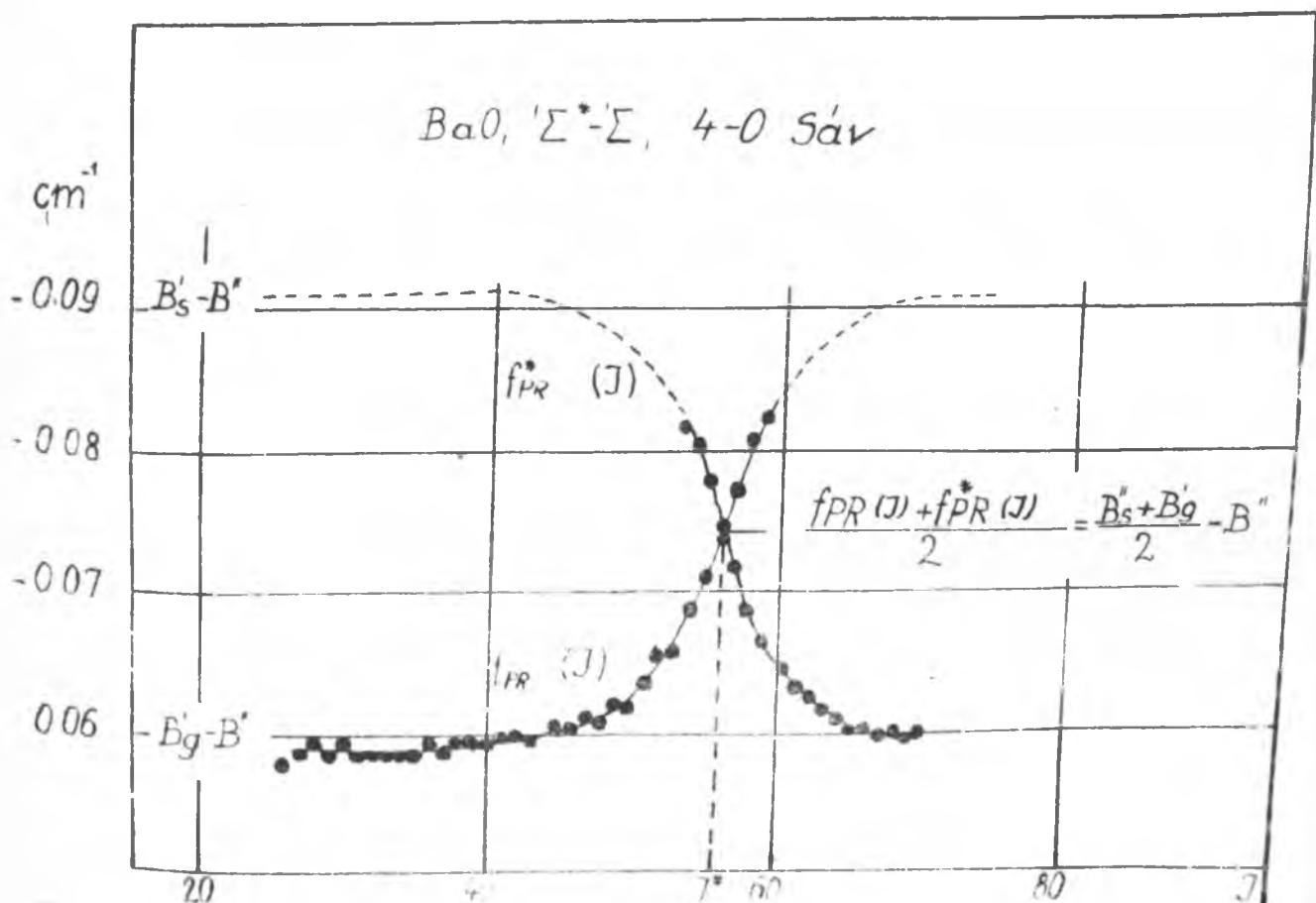


2. ábra.

$D'-D''$  meghatározása a  $\text{BiH } 0-0 \text{ } ^1\Sigma - ^1\Pi$  sávjában A. Heimer mérései /l.c./ alapján.  $f_Q$ -t és  $f_{PR}$ -t ábrázolva a D-tagok befolyása miatt ferdén lefelé irányított egyeneseket kapunk, amelyeknek hajlásából a  $D'-D''$  érték meghatározható. Ha ezzel az értékkel kiszámított korrekciós tagot az  $f_Q$  és  $f_{PR}$  kifejezésekhez hozzáadjuk, akkor  $B'-B''$ -t azaz vízszintes egyenest kapunk /1.1. ábra/.

1b/. A  $B'-B''$  eljárás legfontosabb alkalmazási területe a perturbációk könnyű felismerésénél van. Ha perturbáció a Q ágon lép fel, akkor az /1/-es formulát használjuk függetlenül attól, hogy a felső vagy az alsó állapot-e a perturbált. Ha azonban a perturbáció a P és R ágon van, akkor az /2a/ ill. /2b/ formulát kell használnunk, aszerint, hogy a felső, ill. az alsó állapot a perturbált.

A  $B'-B''$  vonal, amely a perturbálatlan helyeken vízszintesen fut, a perturbált hely környezetében fel-, ill. lehajlik és átmeny egy másik vízszintes egyenesbe. Jelölje a perturbált term rotációs konstansát  $B_g$ , a perturbáló termét  $B_s$ , akkor az első vízszintes egyenes pl.  $B'_g-B''$ , átmeny a későbbi  $B'_g-B''$  vízszintes egyenesbe. A perturbált hely közelében néha megfigyelhető számszerű vonalak segítségével egy másik görbe is megkonstruálható, amely az előbbi görbe tükröképe. Ez a görbe a perturbált helytől nagyobb távolságban az előbb említett  $B'_g-B''$  vonal egyenes folytatását képezi úgy, mintha közben nem lenne perturbáció. A görbék analitikai alakjára vonatkozólag 1. I. közleményben a /16/ egyenletet [2]. A viszonyok a 3. ábrán tanulmányozhatók.



3. ábra.

/3. ábra szövegét lásd a következő oldalon ! /

### 3. ábra szövege:

A perturbáció felfedezése és a perturbáló term rotációs állandójának meghatározása a BaO 4-0  $\nu_0^* - \nu_0$  sávjában. [I. Kovács és A. Lagerqvist Ark.f.Fys. 2, 411, 1950.] A /6/ egyenlet alapján  $B_0$  az átmenetségi hely környezetében mért adatokból kiszámítható.

Az említett két görbe segítségével - jelöljük azokat  $f_x/J$ -vel és  $f_x^*/J$ -vel - a perturbáló term rotációs állandója meghatározható.

Ugyanis fennáll:

$$B_0 = 2B - B_g \pm [f_x(J) + f_x^*(J)] , \quad /6/$$

ahol  $x$  helyére a perturbáció előfordulása szerint Q, PR, vagy PH teendő; aszerint, amint a felső vagy az alsó állapot van perturbálva, a /6/ egyenlet jobboldalán a felső, vagy az alsó előjel kell használni; az első esetben  $B = B'$ , a második esetben  $B = B''$ . A /6/ formula egyezésben van azokkal az eredményekkel, amelyek a perturbáló termek rotációs állandói számára más úton adódnak. I. I., /10/, /12/, /14/, /17/, [2] egyenleteket és II., /6/, /8/, /10/, [4] egyenleteket/. A módszernek mérési eredményekre való alkalmazására vonatkozólag, valamint a  $B_0$  számítására vonatkozólag l. [5] .

A B-korrektúra tekintetbevételével a pontos kifejezés /6/ számára így hangzik:

$$B_0 = 2B - B_g \pm [f_x(J) + f_x^*(J)] + 2 [D_0 + D_g - 2D] J^2 - [1 - (-1)^J] 6D ; \quad /6^*/$$

ennél a /6/ egyenletben megadott jelöléseket a következőképpen kell kiegészíteni: a pozitív előjel esetén  $D = D'$ , a negatív előjelre  $D = D''$ ; a kitevő  $\sum = 0$ , ha  $x = Q$  és  $\sum = 1$ , ha  $x = PR$ , vagy  $x = PH$ .

2a/. Míg egy sávnak szerkezetét a rotációs állandók határozzák meg, addig egy sávrendszer szerkezetére a  $\nu_0$ -vonalaknak /u.n. null-vonalaknak/ - pontosabban: két megfelelő rezgésnivónak egymástól való távolsága - mérvadó. Felmerül a kérdés, vajjon az említett alapgondolat, amely a l. §.-ban a rotációs állandóknak meghatározását lehetővé tette, nem engedi-e meg az előbb említett  $\nu_0$  konstansok kiszámítását. Ez valóban lehetséges; nevezetesen a sávvonalak hullámszámaiból képezhetünk olyan kombinációt, amely perturbációmentes esetben - a  $J$  rotációs kvantumszámtól függetlenül - első közelítésben ugyanazt az állandót, lényegében éppen  $\nu_0$ -át adja. Könnyen igazolhatjuk, hogy a nevezett kombináció szingulett állapotok esetén a Q ágra ilyen

$$g_Q = \frac{1}{2} [(J+1) Q (J-1) - (J-1) Q (J)] = \nu_0 = \nu_Q , \quad /7/$$

a P és R ágra:

$$g_{PR} = \frac{1}{2} \left\{ (J+1) [P(J) + R(J-2)] - (J-1) [P(J+1) + R(J-1)] \right\} = \nu_0 - B'' = \nu_{PR} , \quad /8a/$$



vagy

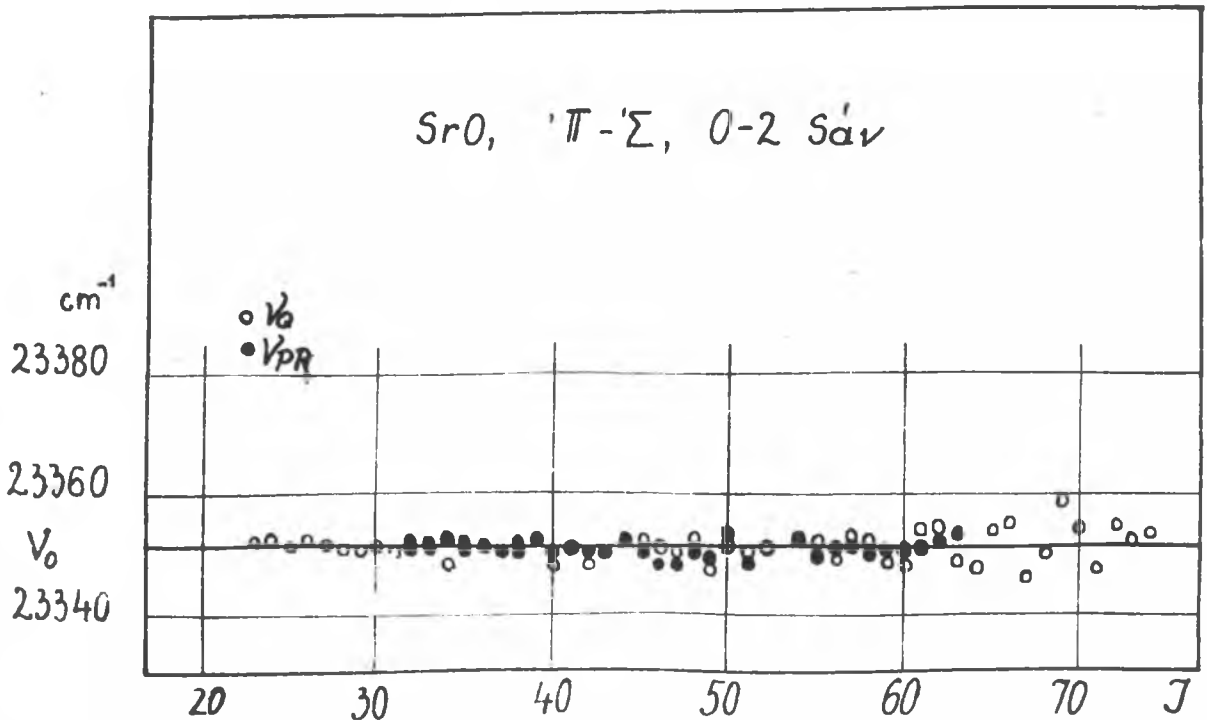
$$\begin{aligned} \delta_{PR} &= \frac{1}{4} \left\{ (J+1) [P(J-1) + R(J-1)] - (J-1) [P(J) - R(J)] \right\} = \\ &= \nu_0 + B' = \nu_{PR}, \end{aligned} \quad /8b/$$

ahol

$$\nu_0 = C - B' \Lambda'^2 + B'' \Lambda''^2. \quad /9/$$

Itt a  $C$  az átmenetben résztvevő rezgési nívók távolsága,  $\Lambda'$  és  $\Lambda''$  az elektronok impulzus-momentumának a magokat összekötő tengelyre való vetületének kvantumszámait a felső ill. az alsó állapotban.

A /7/, /8a/ ill. /8b/ formulák sikerrel alkalmazhatók  $\nu_0$  meghatározására; például szolgáljon a SrO molekula [6] 0-2 kék sávja, l. a 4. ábrát.



4. ábra.

$\nu_0$  meghatározása a SrO 0-2  $\pi - \Sigma$  / sávjában a /7/ és /8/ kifejezések alapján. I. Kovács és A. Budó Acta Phys. Hung. I. 469, 1952, Ann. d. Phys. 12, 17. 1953. . A D-tagoknak itt majdnem semmi szerepük nincsen.  $B''$  /0,3 cm<sup>-1</sup>/ kis értéke miatt  $\nu_Q = \nu_0$  és  $\nu_{PR} = \nu_0 - B''$ -nek megfelelő egyenesek ebben a léptékben nem különböztethetők meg; ezért jelöltük meg  $\nu_0$ -val a közös vastag egyenest.

A termformulákban a D-korrekcioó figyelembevétele ebben az esetben is a formulák egy kis megváltozását hozza magával:

$$E_Q = \nu_Q + (D'-D'')(J-1) J^2 (J+1) , \quad /7^*/$$

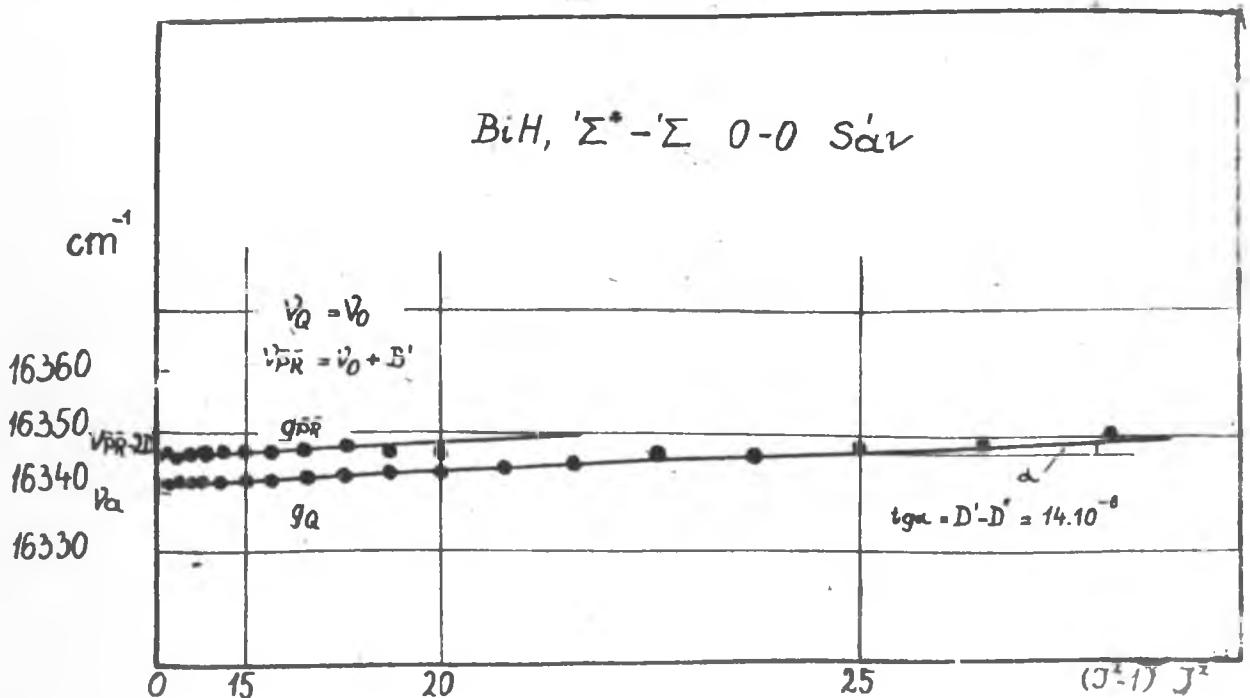
$$E_{PR} = \nu_{PR} + 2D'' + (D'-D'')(J-1) J^2 (J+1) \quad /8a^*/$$

$$E_{PR} = \nu_{PR} - 2D' + (D'-D'')(J-1) J^2 (J+1) . \quad /8b^*/$$

A g-görbék tehát a vízszintes egyenestől egy kissé elhajolnak.

2b./ A 2a.§.-ban leírt módszernek /röviden:  $\nu_0$ -módszernek/ - éppen úgy mint a B' - B'' módszernek - fő alkalmazási területe a perturbációk felismerése és felkutatása. A módszer alkalmazására vonatkozóan az 1b.§.-ban közölteknek megfelelőket mondhatjuk ki. Ha a perturbáció a Q-ágban van, akkor a /7/ formulát kell alkalmazni egyforma érvénnyel akár a felső, akár az alsó állapotban van a perturbáció. Ha azonban a perturbáció a P- vagy R-ágban lép fel, akkor a /8a/, ill. /8b/ egyenleteket kell alkalmazni, aszerint, hogy a felső, ill. alsó állapot van perturbálva.

A perturbációmentes helyeken vízszintesen futó  $\nu_0$ -vonal a perturbáció helyének környékén felemelkedik vagy leszáll és átmegy egy másik vízszintes egyenesbe. Ha ugyanis a perturbált ill. perturbálatlan term C állandóját /1. [9]/  $C_g$ -vel, ill.  $C_s$ -sel jelöljük, akkor a  $C_g$  értéknek megfelelő vízszintes vonal a  $C_s$ -hez tartozó vízszintes vonalba me y át.



5.ábra.

/5.ábra szövegét lásd a következő oldalon ! /

Az 5.sz. ábra szövege:

$\nu_0$ -nak és  $D'-D''$ -nek a meghatározása a  $B1H$   $0-0$   $^1\Sigma - ^1\Pi$  sávja-ban a  $7^*/8^*$  kifejezések alapján. /1. A. Heimer/ Ha a  $g_Q$ ,  $g_{PR}$  kifejezéseket  $J-1/J^2/J+1$  függvényeként ábrázoljuk, akkor a  $D$ -tagok befolyása miatt, ferdén felfelé irányított egyeneseket kapunk, amelyeknek hajlása  $D'-D''$  és amelyeknek az ordinátán való metszetei:  $\nu_Q = \nu_0$ , ill.  $\nu_{PR} + 2D'' = \nu_0 + B' - 2D'$ . Ilyen esetben  $\nu_0$ -on kívül  $D'-D''$  is közvetlenül meghatározható. Az  $f$ - és  $g$ -görbék alapján kapott  $D'-D''$  értékeket összehasonlítva ( $13 \cdot 10^{-6}$   $cm^{-1}$  /2. ábra./  $14 \cdot 10^{-6}$   $cm^{-1}$ ) a megegyezés kielégítőnek tekint-hető.

A számfültti vonalak segítségével megszerkeszthető a perturbá-ció helyének közelében az előbb említett görbe tükörképe is. Ez a perturbáció helyétől nagyobb távolságban a  $C_g$ -nek megfelelő vízszintes vonalnak egyenes folytatása. A  $g_x/J$  és  $g_x^*/J$ -vel jelölt két görbe analitikai alakja a perturbált energiaértékek felhasználásával /1. I./ a következőképpen adható meg:

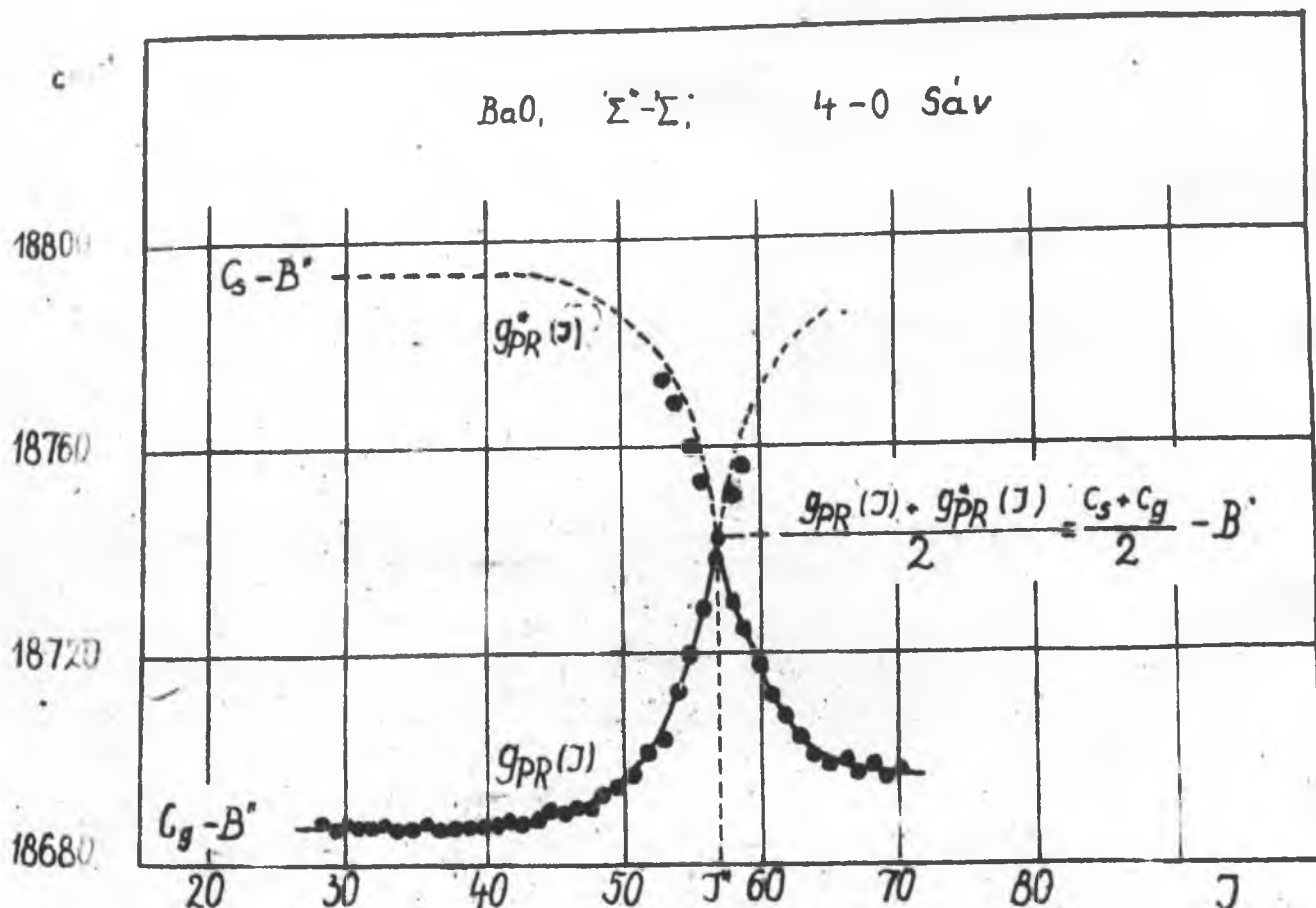
$$g_x(J) = \frac{1}{2} \left\{ C_g + C_B + (B_g \Lambda_g^2 + B_B \Lambda_B^2 - [2\Lambda^2 - 1 + (-1)^J] B) - \right. \\ \left. - [(J+1) U(J-1) - (J-1) U(J)] \right\}, \quad /10a/$$

$$g_x^*(J) = \frac{1}{2} \left\{ C_g + C_B + (B_g \Lambda_g^2 + B_B \Lambda_B^2 - [2\Lambda^2 - 1 + (-1)^J] B) + \right. \\ \left. + [(J+1) U(J-1) - (J-1) U(J)] \right\}; \quad /10b/$$

itt

$$U(J) = \sqrt{\frac{1}{4}} \left[ C_B - C_g + (B_B - B_g) J(J+1) - B_B \Lambda_B^2 + B_g \Lambda_g^2 \right]^2 + |H|^2, \quad /11/$$

ahol a  $H$  jelenti a perturbáció matrixának megfelelő elemét. A /10a/-/10b/ egyenletekben az  $x$  helyébe a  $Q$ ,  $PR$  vagy  $PR$  szim-bolumokat kell tenni aszerint, hogy a baloldalt a  $7^*$ , /8a/ vagy /8b/ alapján számítjuk; továbbá  $\Sigma = 0$ , ha  $x = Q$  és  $\Sigma = 1$ , ha  $x = PR$  vagy  $PR$ ; végül a felső /alsó/ előjelet kell venni, ha a felső /alsó/ állapot van perturbálva és  $B = B'$ ,  $\Lambda = \Lambda''$  ( $B = B'$ ,  $\Lambda = \Lambda''$ ). A két görbe menetét a perturbáció helyének környékén a 6. ábra mutatja.



6. ábra.

Perturbáció felkeresése, továbbá a perturbáló és perturbálatlan term rezgésnívója távolságának meghatározása a BaO 4-0  $\Sigma'-\Sigma$  sávjában.

A (10 a) és (10 b) formulák alapján meghatározható a  $C_g - C_g = C_{gg}$  különbség, amely megadja perturbáló és perturbált term rezgésnívói közötti távolságot. Rövid számítás után kapjuk:

$$C_{gg} = g_x(J) + g_x^*(J) - 2 C_g + \left\{ B_g \Lambda_g^2 + B_s \Lambda_s^2 - \left[ 2 \Lambda^2 - 1 + (-1)^J \right] B \right\} / 12$$

Itt a jelölésekre ugyanazok az előírások érvényesek, mint /10a/ és /10b/ esetében. A /12/ formula megegyezik az I és II dolgozat eredményével. /L. I-ből a /11/, /13/, /15/ és II-ből a /7/, /9/, /11/ egyenleteket./ Rá kell mutatnom arra az előnyre, hogy /12/ sem a H matrixelemet, sem a perturbált termnek a perturbálatlantól való eltérését nem tartalmazza.

A D korrekció figyelembevételével /12/ helyett valamivel bonyolultabb formula adódik:

$$C_{sg} = g_x(J) + g_x^*(J) - 2C_g \pm \left\{ B_g \Lambda_g^2 + B_s \Lambda_s^2 - 2B \Lambda^2 + \right. \\ \left. + [1 - (-1)^J] (B - 2D) - (D_g + D_s - 2D) (J-1) J^2 (J+1) \right\}. \quad /12^*/$$

Ha a számfölötti vonalakból legalább két pár van jelen, akkor a  $g_x/J$  és  $g_x^*/J$  görbék metszéspontja grafikus uton könnyen meghatározható. Jelöljük a metszéspont abszcisszáját  $J^*$ -gal, akkor a /10a/ és /10b/ egyenletekből következik  $J^*$ -ra:

$$(J^* + 1) U (J^* - 1) - (J^* - 1) U (J^*) = 0. \quad /13/$$

Hasonlítsuk össze ebből az egyenletből kiszámított  $J^*$ -ot azzal a  $J_0$ -értékkel, amely a két perturbálatlan term átmetszési pontjához tartozik, akkor azt látjuk, hogy közelítően fennáll:

$$J_0 \sim J^* - \frac{1}{2}. \quad /14/$$

Ennek a formulának a jelentősége abban áll, hogy  $J^*$ -nak kísérleti uton kapott helyzetéből  $J_0$  értéke meghatározható.

Megemlítendő még, hogy a  $C_{sg}$  és  $J^*$  értékek segítségével és /14/ alapján nagyon egyszerűen kaphatunk a perturbáló term rotációs állandójára egy közelítő értéket; fennáll ugyanis, hogy

$$B_s - B_g = \frac{C_{sg}}{J^{*2}}. \quad /15/$$

#### Irodalom.

1. L. Gerő: *Zs.f.Phys.* 93, 669, 1935.
2. I. Kovács: *Zs.f.Phys.* 106, 431, 1937. /I/
3. L. Gerő: *Zs.f.Phys.* 101, 350, 1936.
4. I. Kovács: *Act.Phys.Hung.* 1, 97, 1951. /II/
5. L. Gerő: *Zs.f.Phys.* 100, 374, 1936.  
L. Gerő und R. Schmid: *Zs.f.Phys.* 121, 459, 1943.  
A. Lagerqvist, E. Lind und R.F.Barrow: *Proc.Roy.Soc.A.* 63, 1132, 1950.  
G. Almkvist und A. Lagerqvist: *Ark.f.Fys.* 2, 233, 1950.  
I. Kovács und A. Lagerqvist: *Ark.f.Fys.* 2, 411, 1950.  
M. Hultin und A. Lagerqvist: *Ark.f.Fys.* 2, 471, 1951.
6. I. Kovács und A. Budó: *Act.Phys.Hung.* 1, 469, 1952.  
*Ann.d.Phys.* 12, 17, 1953.

Bemutatta a szerző a Magyar Tudományos Akadémián 1952. márc.27.-én. Megjelent az *Acta Physica Hungarica*-ban, II.kötet, 141. oldal /1952./

## A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE.

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

### Vizsgálatok a SrO molekula kék sávjain.

Írta: Kovács István és Budó Ágoston

A SrO kék sávrendszere /0,1/, /0,2/, /0,3/, /1,1/, /1,4/ és /1,5/ sávjainak rotációs analízisét ismertetjük. A sávrendszer egy  $^1\Sigma - ^1\Sigma$  elektron-átmenetnek felel meg, amelynél a  $^1\Sigma$ -állapot azonos az infravörös sávrendszer alsó elektronállapotával és igen valószínű, hogy a SrO alapállapota. Az elektronállapotokhoz tartozó rotációs és vibrációs állandókat, továbbá az alsó állapot disszociációs energiáját kiszámítottuk.

#### 1. Bevezetés.

Eddig három sávrendszer ismeretes, amelyeket biztonsággal a SrO-molekulának kell tulajdonítani, nevezetesen az ultraibolya, a kék és az infravörös sávrendszer. Amíg az előbb említett két sávrendszernek csak a vibrációs analízise, illetve élfórmulái ismeretesek  $2/3/$ , addig az infravörös sávrendszer egyes sávjai rotációs szerkezetének vizsgálatáról már jelentek meg dolgozatok.  $4/5/$  Az utóbbi analízisek eredményei azonban nem egyöntetűek. Mahla  $4/$  szerint az infravörös sávrendszernek a kék sávrendszerrel nincs közös elektronállapota, nem lehet továbbá az infravörös sávrendszer alsó állapota a SrO-molekulának alapállapota, mivel az szerinte perturbált. Viszont Almkvist és Lagerqvist szerint a Mahla által végzett analízis nem megbízható; szerintük a vonalakon észlelt perturbációk a felső állapot perturbációira vezethetők vissza, az alsó  $^1\Sigma$  állapot szerintük a SrO-nak valószínűleg alapállapota, mely egyben a kék sávrendszer alsó állapotával közös. Ez utóbbi eredmény - továbbá Almkvist és Lagerqvist egész vibrációs analízise is - azon a megállapításon alapszik, hogy az infravörös rendszer két sávfejének egymástól való távolsága teljesen megegyezik a kék rendszer  $v''=1$  és  $v''=0$  rezgési nivóinak távolságával.

Azért, hogy egyrészt a két feltételezett elektronállapot azonoságának kérdését eldöntsük, másrészt, hogy a SrO-molekula energiaállapotáról további adatokat kapjunk, a kék rendszer sávjainak rotációs analízisével foglalkoztunk. Azért a /0,1/, /0,2/, /0,3/, /1,1/, /1,4/ és /1,5/ sávokat választottuk, hogy a rotációs strukturát és az alsó elektronállapot több egymásután következő rezgési nivójának rotációs állandóit meghatározhassuk.

#### 2. Kisérleti rész.

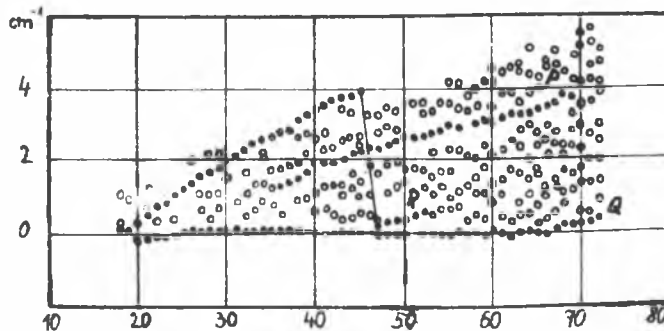
A SrO-spektrum előállításához fényforrássul legjobban a stroncium-sóval /SrCl<sub>2</sub>/ átitatott szénelektrodák között létesített egyenáramú  $W$ -fény vált be. Az átitatás úgy történt, hogy közönséges ivlámpaszennet [kb. 10 mm átmérőjű] tisztítás céljára 1-2 percig 100 amperes árammal izgítottunk, majd kb. 1000 C°-ra való hűtés

után reá víztelenített és elporított  $\text{SrCl}_2$ -ot szórtunk, azután pedig újból elektromosan felfűtöttük. Az így előkészített elektródák alkalmasabbaknak bizonyultak a kifűt és stronciumsóval megtöltött szénelektrodáknál,<sup>6/</sup> mert az első esetben az iv egyenletesebben és nyugodtabban égett. A sávok intenzitását azáltal tudtuk felfokozni, hogy az alsó elektródát fémcsővel vettük körül és azon lassu áramban az ivhez oxigént vezettünk. Az iv hossza 8-10 mm volt és a 220 V-s egyenáramu hálózatból 6 A erősségű árammal tápláltuk.

A felvételek az intézet 6,5 m-es görbületi sugaru konkávrácsával első rendben [diszperzió 1,29 Å<sub>m</sub>történtek, a felvételekhez Ilford gyártmányu "Rapid Process Pancromatic" emulziót használtuk; a megvilágítási idő 1/2 és 2 óra között változott. A sávvonalak hullámhosszának meghatározása a szokásos módon történt.

### 3. Analízis.

A kék rendszer sávjainak a ráocsal való felvétele bonyolult és áttekinthetetlen képet mutat. A sávfejeket nem lehet közvetlenül felismerni. A sáv-ágaknak kikeresését megnehezíti az, hogy az egyes sávok egymást erősen átfedik, sok vonal egymással többé-kevésbé egybeesik és ezáltal az intenzitási viszonyokat meghamisítja. Ezek miatt a nehézségek miatt az ágak kikeresésével főleg a Loomis és Wood által megadott eljárást alkalmaztuk.<sup>7/</sup> Az 1. ábra



1. ábra.

A /0,2/-sáv Loomis-Wood-féle diagrammja.

a /0,2/ sáv megfelelő diagrammját tünteti fel.

A sávvonalak hullámszámait az 1. és 2. táblázat tartalmazza. Összeeső, fel nem bontott, ill. diffúz vonalakat csillag jelöl meg; a vonások azt jelentik, hogy a megfelelő sávvonalak helyeit erős atomvonalak fedik át.

Minden egyes megvizsgált sávban három ág /a rotációs kvantum-számok tartományában körülbelül  $J=20$ -tól  $J=65$ -ig/ lelhető fel. Ha - amint később megmutatjuk - az alsó elektronállapot az infravörös sávrendszer alsó  $1_{\Sigma}$  állapotával közös, úgy a három ág fellépése arra mutat, hogy a kék rendszernek felső állapota egy  $1_{\Pi}$  állapot. Az említett két másik elektronállapotnak azonosságára a megfelelő kombináció differenciák egyezéséből következtethetünk. A 3. táblázat tartalmazza azokat

$\Delta_2 F''/J = R/J-1/-P/J+1/$  kombinációdifferenciákat, amelyek a  $/0,1/$  és  $/1,1/$  kék sávok alsó állapotaira vonatkoznak. Összehasonlítva azokkal a kombináció-differenciákkal /a középérték három sávból számítva/, melyeket az infravörös-rendszer  $v''=1$  állapota számára Almkvist és Lagerqvist kapott. A megegyezést kielégítőnek mondhatjuk.

A sávvonalak ágakba való helyes besorolásának és számozásának további bizonyítására megadjuk a 4. táblázatban a

$$\Delta_2 F'_d(J) = R(J) - P(J) \quad \text{és} \quad \Delta_2 F'_c(J) = R(J-1) - P(J+1) + \\ + Q(J+1) - Q(J-1)$$

kombináció-differenciákat, amelyek a kék rendszer  $v'=0$  felső állapota számára a  $/0,1/$ ,  $/0,2/$  és  $/0,3/$  sávból kiszámíthatók.



A nyert spektrogram közelebbi vizsgálatából kiderül, hogy nem sorolható a vizsgált hullámhossz tartományban fellelt valamennyi vonal a fent megadott ágak valamelyikébe. Különböző fényforrásokkal, illetőleg gerjesztési feltételekkel eddig végrehajtott kísérleteink, amelyeknek az volt a céljuk, hogy ezeknek az idegen vonalaknak az eredetét megállapítsuk, még nem vezettek biztos eredményre. Mégis a megadott analízis - egyrészt a táblázatok adatai alapján, másrészt azon oknál fogva, hogy a Loomis-Wood-féle diagrammon az említett három ágon kívül semmi hasonló törvényszerűség nem található, elég biztosnak látszik.

A B és D rotációis állandók értékeit a jól ismert

$$\frac{\Delta_2 F(J)}{J + \frac{1}{2}} = 4 B - 8 D \left( J + \frac{1}{2} \right)^2$$

egyenlet alapján a szokásos "súlypont-módszer" szerint számítottuk;<sup>8/</sup> ezek az 5. táblázatban vannak összeállítva.

Az a tény, hogy a  $B'_0$  és  $B''_0$  megfelelő értékei a mérési pontosságon belül megegyeznek, arra mutat, hogy a  $^1\P$  állapotnak  $\Lambda$ -felhasadása nagyon kicsiny. /Valóban: a mérések  $v'=0$  esetében csak egy igen kicsi,  $v'=1$  esetében pedig elenyészően kis felbomlást mutatnak./

A  $B_v = B_0 - \alpha_0 \left( v + \frac{1}{2} \right)$  egyenletnek  $B_0$  és  $\alpha_0$  állandói a felső állapotban  $/\text{cm}^{-1}$ -ben/:

$$B'_0 = 0,2936 \left( r'_0 = 2,060 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \right); \alpha'_0 = 0,0013;$$

az alsó állapotban /a legkisebb négyzetek módszerével számítva/

$$B''_0 = 0,3379 \left( r''_0 = 1,920 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \right); \alpha''_0 = 0,0021.$$

Ezen  $B''_0$  és  $\alpha''_0$  értékeknek azokkal való teljes megegyezése alapján, amelyeket Almkvist és Lagerqvist az infravörös rendszerből kapott, \*\*\* bebizonyítottaknak tekinthető, hogy a kék és vörös rendszer alsó elektronállapota azonos.

A vizsgált sávok  $\nu_0$  nullvonalait, amelyeket egy új módszer<sup>9/</sup> szerint a  $\nu_0 - B'' = \frac{1}{4} \left\{ [P(J) + R(J-2)](J+1) - [P(J+1) + R(J-1)](J-1) \right\}$ , illetve a  $\nu_0 = \frac{1}{2} [Q(J-1)(J+1) - Q(J)(J-1)]$

egyenlet alapján számítottuk ki, a 6. táblázatban foglaltuk össze.

\* \* \* náluk  $B''_0 = 0,3378$ ,  $\alpha''_0 = 0,020 \text{ cm}^{-1}$ )

1. táblázat.

A  $v'=0$  felső állapotú sávok vonalainak hullámszámai.

J	/0,1/			
	R/J/	Q/J/	P/J/	R/J/
22		23 967,61		
23		965,35		
24		963,39		
25		961,22		
26		958,90		
27		956,59		
28		954,24		
29		951,75		
30		949,25		23 332,22
31		946,63		330,17
32		944,00		328,21
33	23 961,22 *	941,17		326,01 *
34	958,90 *	938,22		323,98 *
35	956,59 *	935,35	23 915,25	321,68
36	954,24 *	932,25	911,52	319,40
37	951,53	929,02	907,77	316,99
38	948,89	925,82	903,98	314,47
39	946,25	922,57	900,16	311,98
40	943,36	919,26	896,24	309,41
41	940,61	915,84	892,12	-
42	937,35	912,24	888,21	303,93
43	934,47	908,57	883,86	300,99
44	931,35	904,83	879,40 *	297,96
45	928,08 *	901,04	875,17	295,02 *
46	924,68	897,14	870,73	292,02
47	921,38	893,17	866,22	288,82
48	917,84	889,12	861,53	285,67
49	914,29 *	884,99	856,93 *	282,21 *
50	910,78	880,73	851,96	278,72 *
51	907,05	876,50	847,10	275,18 *
52	903,15	872,00	842,08	271,61 *
53	899,31	867,55	837,20	267,94 *
54	895,28	862,91	832,00	264,25 *
55	891,23	858,29	826,85	260,49 *
56	887,08	853,51	821,51	256,58 *
57	882,73	848,70	816,14	252,53 *
58	878,42	843,75	810,65	248,36
59	874,10	838,73	805,08 *	244,27
60	869,50	833,57	799,37	240,03
61	864,90	828,39	793,75	-
62	860,22	823,15	787,90	231,20
63	855,13 *	817,65	782,01	
64			775,87	
65			769,48	
66				

/0.2/			/0.3/	
Q/J/	P/J/	R/J/	Q/J/	P/J/
23 330,81				
328,92				
326,91				
324,94				
322,79				
320,56				
318,30				
316,00				
313,60			22 685,87 *	
311,17			683,62	
308,57	23 290,30		681,14	
305,87	237,05		678,69	
303,26	283,74		676,18	
300,41	280,27	22 694,64	673,50	22 653,34
297,49	276,74	692,58	670,76	650,11
294,54	273,25	690,42	667,93	646,87
291,51	269,68 *	688,05	665,14	643,11 *
288,33	265,98	685,87 *	662,11	639,69 *
285,22	262,14	683,37	659,15	636,07 *
281,91 *	258,30 *	680,85	-	632,37 *
278,62 *	-	678,19	652,87	628,65 *
275,18 *	250,38	675,52	649,60	624,80 *
271,61 *	246,27	672,74	646,22	620,98 *
267,94 *	242,05 *	669,94	643,11 *	617,01 *
264,25 *	237,77	667,06	639,49 *	613,01 *
260,49 *	233,51	664,08	635,92 *	608,87 *
256,58 *	229,12	661,09	632,27 *	604,68 *
252,75 *	224,63	657,88	628,55 *	600,45 *
248,71	-	654,75	624,80 *	596,20 *
244,66	215,31	651,46	620,98 *	591,72 *
240,46	210,72	648,06	617,01 *	587,21 *
-	-	644,64	613,01 *	582,68 *
231,86	201,10	641,25	608,87 *	578,01 *
227,43	196,01	637,55	604,68 *	573,29 *
222,98	191,06	634,01	600,45 *	568,41 *
218,36	185,86	630,23	596,20 *	563,64 *
213,64	180,60	626,56	591,72 *	558,70 *
208,91	175,36	622,60	587,21 *	553,63
204,16	170,04	618,55	582,68 *	548,33
199,16	164,52	614,53	578,01 *	543,37
194,05	158,96	610,33	573,29 *	-
189,03	153,32	606,18	568,41 *	532,77
183,99	-		563,64 *	
178,67	141,78		558,70 *	
173,23				

2. táblázat.

A v'-l felső állapotú sávok vonalainak hullámszámai.

J	/1,1/			
	R/J/	Q/J/	P/J/	R/J/
20				
21				
22				
23				22 606,47 *
24				605,21
25	24 488,51			603,83
26	487,15	24 471,56		602,50 *
27	485,24 *	469,16	24 453,28 *	601,09 *
28	483,33	466,72	450,28 *	599,63 *
29	481,36	464,20	447,19 *	597,92
30	479,45 *	461,55 *	443,96 *	596,20
31	477,41	-	440,69 *	594,63
32	475,22	-	437,37 *	592,87
33	473,04	453,18 *	433,92 *	591,07 *
34	470,52	450,18 *	430,44 *	589,11 *
35	468,01	447,09 *	426,76 *	587,11 *
36	465,49	443,96 *	423,06 *	585,05 *
37	462,92	440,69 *	419,26 *	582,83 *
38	460,06 *	437,32 *	415,40 *	580,72 *
39	-	433,92 *	411,45 *	578,38 *
40	454,34 *	430,40 *	407,41 *	575,93 *
41	451,15	426,76 *	403,25 *	573,29
42	448,10 *	423,06 *	398,91	570,85
43	444,71 *	419,26 *	394,49	568,21
44	441,59 *	415,40 *	390,05 *	565,51
45	438,10	411,55 *	385,41	562,72 *
46	434,71 *	407,56 *	380,97	559,89
47	431,20 *	403,40 *	376,22 *	557,06
48	427,46	399,23 *	371,44	554,07
49	423,76 *	394,99 *	366,55 *	551,02
50	419,92 *	390,59 *	361,65	547,94
51	416,02 *	386,07 *	356,55	544,66
52	412,06 *	381,48 *	351,33	-
53	407,99	376,80 *	346,19	-
54	403,80	372,09 *	340,88	534,66 *
55	399,48 *	367,29 *	335,46 *	531,12
56	395,19 *	362,42 *	329,90	527,53
57	390,84 *	357,38	324,47	523,87 *
58	386,36 *	352,28	318,81	520,13
59	381,68 *	347,10	313,21	516,28
60	376,90 *	341,81	307,36	512,43
61	372,09 *	336,48	301,37	508,35
62	367,34 *	331,01 *	295,43	504,31
63	362,15 *	325,43 *	289,15	500,15
64				
65				

/1,4/		/1,5/		
Q/J/	P/J/	R/J/	Q/J/	P/J/
22 597,17			21 982,86 *	
595,68			981,30 *	
593,91			979,61 *	21 966,40
592,31			978,00	963,99
-	22 576,68	21 992,60 *	976,32 *	961,77
588,71	574,26 *	991,44 *	974,56	959,39
586,81 *	571,76 *	990,13 *	972,59	956,88
584,80 *	569,17 *	988,79	970,70	954,41 *
582,68 *	566,49	987,64	968,55	951,73
580,62 *	563,64 *	986,10 *	966,58	949,06 *
578,38 *	560,80 *	984,60		
		982,86 *	964,44	946,30
576,03 *	557,95 *	981,30 *	962,29	943,64
573,82	555,10 *	979,61 *	960,04	940,78
571,30	552,09 *	977,85 *	957,56	937,86
568,77 *	549,06 *	976,03	955,25	934,87 *
566,11	545,88 *	974,14	-	931,72 *
563,49 *	542,66 *	972,17	950,15	928,56
560,80 *	539,31 *	970,15	947,51	925,38
557,95 *	536,01 *	968,02	944,70	922,15
555,10 *	532,48	965,79 *	941,99	918,82 *
552,09 *	528,92			
		963,43	939,08	915,32
549,06 *	-	961,13	936,40	911,96
545,98 *	521,54 *	958,64	933,26	908,40
542,76 *	517,81	956,33	930,21	904,73
539,51 *	514,00	953,54	927,07	900,99
536,21 *	510,22	950,97	923,95	897,28
532,77	506,27 *	948,42	920,71	893,43
529,39	502,16 *	945,61	917,33	889,56
-	498,06	942,77	914,04 *	885,52 *
522,16	493,75	939,95	910,49 *	881,63
518,46	489,55			
		936,92	907,01 *	877,38
514,73	485,22 *	933,85	903,33 *	873,40
510,75	480,81	930,88	899,68	868,95
506,90	476,35	927,61	895,95	864,61
502,87	471,71	924,37	892,03	860,24 *
498,87	467,07	921,09	888,33	855,85
494,66	462,43	917,69	884,27	851,34
490,41	457,62	914,04 *	880,23	846,84
486,12	452,76	910,49 *	876,00	842,13
481,76	447,83	907,01 *	871,88	837,27
477,21	442,84			
		903,33 *	867,62	
472,59	437,75	899,52	863,13	
467,79 *	432,35		859,02	
463,03	427,14			
453,38	421,80			
453,62				

3. táblázat

A  $\Delta_2 F''/J/$  kombinációdifferenciák a  $v''=1$  alsó állapotban.

J	$\Delta_2 F''/J/ = R/J-1/-P/J+1/$			infravörös
	blau			/Almkvist és
	/0,1/	/1,1/	középérték	Lagerqvist5/ középérték
26		35,33		35,40
27		36,87		36,79
28		38,05		38,07
29		39,37		39,39
30		40,67		40,74
31		42,08		42,08
32		43,49		43,35
33		44,78		44,79
34	45,97	46,28	46,12	46,09
35	47,38	47,46	47,42	47,43
36	48,82	48,75	48,78	48,69
37	50,26	50,09	50,17	50,09
38	51,37	51,47	51,42	51,37
39	52,65	52,65	52,65	52,59
40	54,13	-	54,13	54,03
41	55,15	55,43	55,29	55,34
42	56,75	56,66	56,70	56,63
43	57,95	58,05	58,00	57,97
44	59,30	59,30	59,30	59,33
45	60,62	60,62	60,62	60,64
46	61,86	61,88	61,87	61,96
47	63,15	63,27	63,21	63,25
48	64,45	64,65	64,55	64,64
49	65,88	65,81	65,85	65,94
50	67,19	67,21	67,20	67,23
51	68,70	68,59	68,65	68,55
52	69,85	69,83	69,84	69,86
53	71,15	71,18	71,17	71,18
54	72,46	72,53	72,50	72,50
55	73,77	73,90	73,83	73,80
56	75,09	75,01	75,05	75,12
57	76,43	76,38	76,41	76,48
58	77,65	77,63	77,64	77,71
59	79,05	79,00	79,03	79,01
60	80,35	80,31	80,33	80,39
61	81,60	81,47	81,53	81,64
62	82,89	82,94	82,92	82,98
63	84,35	84,34	84,34	84,19
64				
65	85,65			85,56

4. táblázat

A  $\Delta_2 F'_d/J/$  és  $\Delta_2 F'_c/J/$  kombinációdifferenciák a  $v'=0$  felső állapotban.

J	$\Delta_2 F'_d/J/ = R/J/ - P/J/$			$\Delta_2 F'_c/J/ = R/J-1/ - P/J+1/ +$ $+ Q/J+1/ - Q/J-1/$		
	/0,1/	/0,2/	/0,3/	/0,1/	/0,2/	/0,3/
31					36,89	
32		37,91			37,82	
33		38,96			39,16	
34		40,24		40,15	40,28	
35	41,34	41,41	41,30	41,41	41,47	
36	42,72	42,66	42,47	42,49	42,56	42,20
37	43,76	43,74	43,55	43,83	43,74	43,85
38	44,91	44,79	44,94	44,92	44,80	44,91
39	46,09	46,00	46,13	46,09	46,04	45,99
40	47,12	47,27	47,30	47,40	47,26	-
41	48,49	-	48,43	48,13	-	48,44
42	49,14	-	49,54	49,48	-	-
43	50,61	50,61	50,72	50,54	50,65	50,56
44	51,95	51,69	51,76	51,77	51,70	52,02
45	52,91	52,97	52,93	52,93	52,83	53,00
46	53,95	54,25	54,05	53,99	54,06	53,88
47	55,16	55,31	55,21	55,13	55,23	55,16
48	56,31	56,55	56,41	56,27	56,45	56,26
49	57,36	57,58	57,43	57,49	-	57,42
50	58,82	-	58,55	58,70	58,81	58,59
51	59,95	59,87	59,74	59,97	59,75	59,75
52	61,07	60,89	60,85	60,90	-	60,81
53	62,11	-	61,96	62,06	61,91	61,91
54	63,28	63,15	63,24	63,20	-	63,02
55	64,38	64,48	64,26	64,37	64,31	64,42
56	65,57	65,52	65,60	65,50	65,56	65,43
57	66,59	66,67	66,59	66,67	66,64	66,58
58	67,77	67,76	67,86	67,68	67,72	67,61
59	69,02	68,91	68,97	68,87	68,84	69,19
60	70,13	69,99	70,22	70,01	70,00	70,03
61	71,15	-	71,15	71,18	70,96	-
62	72,32	72,24	-	72,15	-	72,16
63	73,12		73,41		-	

IV. táblázat

A B és D rotációs konstansok értékei  $\text{cm}^{-1}$ -ben.

$\Delta v$	$B'_d$	$B'_d$ közép- érték	$B'_c$	$B'_c$ közép- érték	$10^{-6} \cdot D'_d$	$10^{-6} \cdot D'_d$ közép- érték	$10^{-6} \cdot D'_c$	$10^{-6} \cdot D'_c$ közép- érték	$B''$	$B''$ közép- érték	$10^{-6} \cdot D''$	$10^{-6} \cdot D''$ közép- érték
/1,0/	0,2912	0,2915	0,2914	0,2917	0,46	0,48	0,48	0,52	0,3371	--	0,40	--
/1,6/	0,2918		0,2921		0,50		0,56		0,3241	0,3241	0,49	0,55
/2,6/	0,2897	--	0,2899	--	0,80	--	0,87	--	0,3242		0,60	

$\Delta$  c és d indexek jelölik a  $\Lambda$  típusu dublett két komponensét. c vonatkozik az alacsonyabb, d a magasabb nivóra.



6. táblázat

A nulla-vonalak hullámszámai.

$v''$	$v'$	0	1
1		23988,94	24502,36
2		23351,45	
3		22721,32	.
4			22612,98
5			21999,19

Az  $\omega_e$  és  $\omega_e x_e$  vibrációs állandók a nullvonalak hullámszámai-  
ból csak az alsó állapot számára határozhatók meg, /a felső álla-  
pot számára az eddigi adatokból csak az első  $\Delta G'_1 = \omega'_e - 2\omega'_e x'_e =$   
 $= 513,42 \text{ cm}^{-1}$  rezgési kvantum ismeretes/; ezeknek értékei:

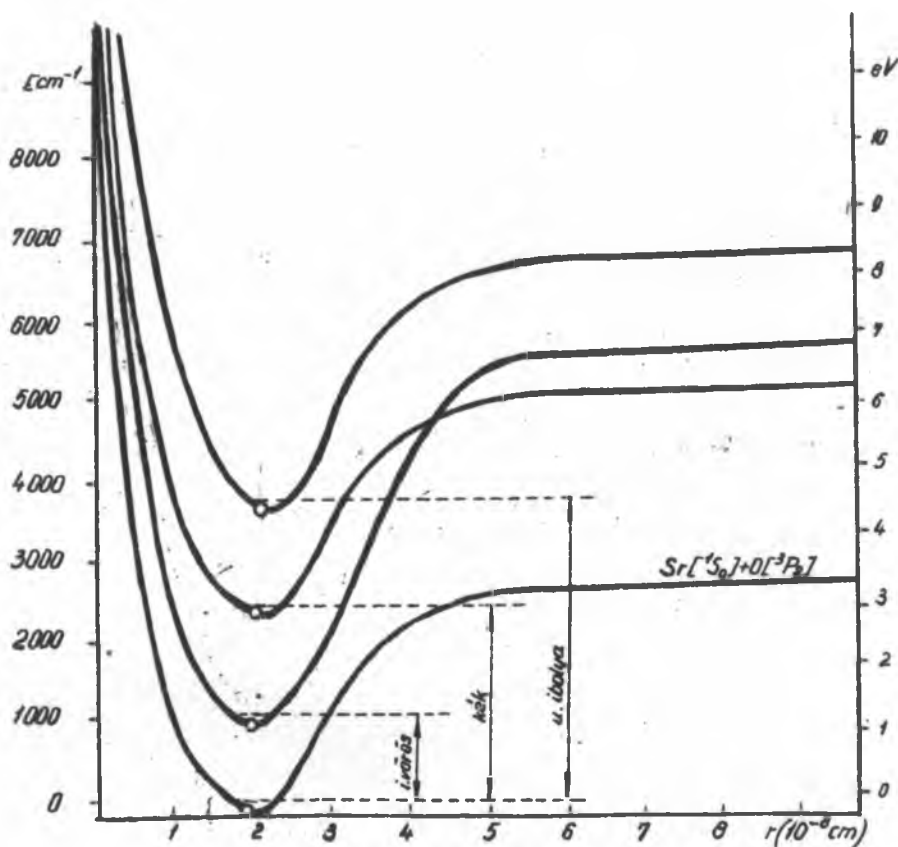
$$\omega'_e = 653,47 \text{ cm}^{-1}, \omega'_e x'_e = 3,95 \text{ cm}^{-1}.$$

4. Diskusszió.

A SrO-molekula három eddig vizsgált sávrendszere közül a kék rend-  
szernak /a mi eredményeink szerint/, az ultraibolya sávrendszerrel  
/Almkvist és Lagerqvist szerint/ közös  $1\Sigma$  alsó elektronállapota  
van, ugyanúgy, mint az infravörös sávrendszerrel is. Ez a  $1\Sigma$   
állapot, amelyen perturbációk nem találhatók, valószínűleg az SrO-  
molekula alapállapota. Alkalmazva azt a szabályt, hogy a molekula  
az alapállapotban normális atomokra disszociálódik, a Wigner-Wit-  
mer-féle besorolási szabály értelmében a SrO molekula alapállapo-  
tának egy  $1\Sigma^-$ -állapotnak kell lennie. [Ugyanis a  $1S_0$  /Sr/ és  $3P_2$   
/O/ atomtermből csak egy  $1\Sigma^-$ -term, mégpedig  $1\Sigma^-$  keletkezhetik].  
Ezért az infravörös és az ultraibolya sávrendszer felső elektron-  
állapotai [és ezzel azok a  $1\Sigma^-$ -termek, amelyek az infravörös  
rendszer felső, szintén  $1\Sigma^-$  termjét perturbálják<sup>10/</sup>] szükségké-  
pen épenúgy  $1\Sigma^-$ -állapotok. Az alapállapot számára a disszociációs  
energia viszonylag legmegbízhatóbban a kék rendszer adataiból ál-  
lapítható meg, mert analízisünk alapján ezeknek a sávoknak [a  
null-vonalakból számítva] 5 rezgési nívója ismeretes. Az  $\omega'_e$  és  
 $\omega'_e x'_e$  megadott értékeiből a Birge-Sponer-féle egyenlet alap-  
ján:

$$D'_e = 3,35 \text{ eV}.$$

A felső elektronállapotokra vonatkozó disszociációs energiák kevesebb adat következtében, illetőleg perturbáció miatt nem eléggé megbízhatók ahhoz, hogy a megfelelő disszociációs termékeket megállapíthassuk. A három sávrendszer elektronállapottainak durva potenciálgörbe-skéáját, amelyben az  $r_e$  és  $D_e$  ismert értékeit tekintetbe vettük, a 4. ábra mutatja.



4. ábra.

Az elektronállapotok skematikus potenciál-görbéi a három sávrendszerénél.

#### Irodalom.

1. I. Kovács u. A. Budó, Acta Phys. Hung. 1 469 /1952/ /Előzetes közlemény/
2. P.C. Mahanti, Physic. Rev. 42 609 /1932/; R.Mecke u. M. Guillery, Physik. Z. 28, 514 /1927/.
3. G. Almkvist és A. Lagerqvist, Nature, 170, 885. /1952/.

4. X. Mahla, Z. Physik 81, 625 /1933/.
  5. G. Almkvist u. A. Lagerqvist, Ark.Fys. 1, 477 /1949/.
  6. P.H. Brodersen, Z.Physik 79, 613 /1932/.
  7. F.W. Loomis u. R.W. Wood, Physic.Rev. 32, 223 /1928/.
  8. E. Bengtsson u. E. Olsson, Z.Physik 72, 163 /1931/.
  9. I. Kovács, Acta Phys.Hung., 2, 141 /1952/.
  10. G. Almkvist u. A. Lagerqvist, Ark.Fys. 2, 233 /1950/.
- Megjelent az Annalen der Physik-ban, 12. kötet, 17. oldal. /1953./

## A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE.

### OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

#### A SrO néhány kék sávjának rotációs analízise.

Írta: Deézsi Irén, Koczás Edit és Mátrai Tibor

Ez a dolgozat a SrO molekula kék sávrendszere /1,0/, /1,6/ és /2,6/ sávjainak rotációs analízisét tartalmazza. A dolgozat csatlakozik Kovács I. és Budó A. ugyanezen sávrendszer /0,1/, /1,1/, /0,2/, /0,3/, /1,4/, /1,5/ sávjain végzett rotációs analíziséhez. Ez utóbbi dolgozatnak az eredményeit is felhasználva az alsó, ill. felső állapotra a B rotációs állandókat a következő két formula állítja elő

$$B_v'' = 0,2937_7 - 0,0015_5 \left( v' + \frac{1}{2} \right), \quad B_v'' = 0,3380_9 - 0,0021_3 \left( v'' + \frac{1}{2} \right)$$

Kovács I. és Budó A. /1/ nemrég elvégezték a SrO molekula kék sávrendszere /0,1/, /1,1/, /0,2/, /0,3/, /1,4/ és /1,5/ sávjainak rotációs analízisét. Megállapították, hogy a sávrendszer egy  $1\pi - 1\Sigma$  elektronátmenetből származik, továbbá megerősítették G. Almkvist és A. Lagerqvist /2/-nek azt a feltevését, hogy a  $1\Sigma$  állapot közös az infravörös sávrendszer alsó állapotával. G. Almkvist és A. Lagerqvist /3/ legutóbbi közlése szerint a SrO ultraibolya sávrendszerének alsó állapota is közös az infravörös és a kék sávrendszer alsó állapotával. Ez a  $1\Sigma$  állapot egyúttal a SrO molekula alapállapota.

Kovács I. és Budó A. eredményeihez csatlakozva elvégeztük további három sáv: az /1,0/, /1,6/ és /2,6/ sávok rotációs analízisét.

A kísérleti eljárásra nem térünk ki, mert ugyanarról a felvételesorozatról végeztük az /1,0/, /1,6/ és /2,6/ sávok komparálását, amelyről a /0,1/, /1,1/, /0,2/, /0,3/, /1,4/ és /1,5/ sávok komparálása történt. Kovács I. és Budó A. részletesen ismertették a kísérleti körülményeket.

A felvételen az egyes sávok átszövik egymást, egy-egy atomvonal sokszor a sávok tekintélyes részét lefedi, idegen sávok is za-

varják az áttekinthetőséget. Ennek ellenére mind a három sávban egy-egy ág - a Q-ág - felismerhető volt. A Q-ág felhasználásával mindhárom sávban a másik két ágat Loomis és Wood<sup>/4/</sup> módszerével kutattuk fel. Az ágakat egyik sávban sem tudtuk egészen a fejig követni, ezért a J kvantumszámozást a már kianalizált sávok kombináció-differenciáinak segítségével állapítottuk meg.

Legtöbb gondot az /1,0/ sáv analízise okozott, kicsiny intenzitása, vonalainak diffúz volta és a sávot átfedő sok idegen vonal miatt.

Az /1,6/ sáv analíziséből nehézséget jelentett, hogy az R-ág, majd a Q-ág néhány vonala közösen fut a P-ág vonalaival, sőt négy vonalon keresztül mind a három ág összeesik.

A /2,6/ sávban csupán az R-ág és Q-ág metszésénél adódik néhány közös vonal.

Ellenőrzésül szolgálhat, hogy a  $v'=2$  állapot kivételével, mind-egyik állapot legalább két sávól ismeretes, a  $v''=0$  állapot pedig Lagerqvist analízisében szerepel. Így a sok zavaró idegen vonal ellenére is, analízisünket megbízhatónak ítélhetjük.

Az I., II. és III. táblázatokban közöljük a sávok vonalainak hullámszámait. A diffúz vagy összeeső vonalakat csillaggal jeleltük. A hiányzó vonalakat egy-egy széles atomvonal fedti át.

A rotációs konstansokat Kovács I. és Budó Á. által is követett szokásos módon határoztuk meg. Ezeket az állandókat a IV. táblázat foglalja össze.

Figyelembe véve Kovács I. és Budó Á. által analizált sávok B-értékeit is, az alsó állapotra

$$B_e'' = 0,3380_9$$

$$\alpha_e'' = 0,0021_3$$

a felső állapotra pedig

$$B_e' = 0,2937_7$$

$$\alpha_e' = 0,0015_5$$

értékeket nyertük.

A sávok  $\nu_0$ -jainak a hullámszámait Kovács I.<sup>/5/</sup> módszerével határoztuk meg.

Ez a módszer röviden a következő: a sávvonalak hullámszámaiból olyan kombinációk képezhetők, amelyek - abban az esetben, ha nincs perturbáció - a J kvantumszámtól függetlenül ugyanazt az állandót adják. Ez a konstans lényegében a  $\nu_0$  hullámszáma. Szingulett állapotok esetén ezek a kombinációk:

a Q ág vonalaiból

$$\varepsilon_Q = \frac{1}{2} [(J+1) Q (J-1) - (J-1) Q (J)] = \nu_0 = \nu_Q$$

a P és R ág vonalaiból

I. táblázat.

Az /1.0/ sáv vonala nak hullámszámai.

J	R/J/	Q/J/	P/J/
11			
12			
13			
14			
15			
16		25 135,31	
17		133,66	
18		131,92	
19		130,17	
20		128,54	
21		126,52	
22		124,59	
23	25 136,22	122,43	
24	134,68	120,16	25 106,31
25	133,00	117,90	103,41
26	131,22	115,65	100,48
27	129,33	113,13	097,38
28	127,25	110,56	094,24
29	125,09	107,86	090,98
30	122,88	105,13	087,63
31	120,51	102,15	084,10
32	118,10	099,15	080,53
33	115,65	096,18	076,72
34	113,13	092,83	072,97
35	110,56	089,64	069,20
36	107,86	086,39	065,32
37	105,13	083,06	061,43
38	102,15	079,65	057,43
39	099,15	076,19	053,43
40	096,18	072,47	049,23
41	092,83	068,54	044,89
42	089,64	064,72	040,49
43	086,29	060,83	035,75
44	082,71	056,75	031,07
45	079,12	052,56	026,38
46	075,47	048,27	021,66
47	071,79	043,94	016,90
48	067,99	039,52	011,91
49	063,91	035,17	006,68
50	059,78	030,57	001,46
51	055,78	025,82	24 996,18
52	051,43	021,10	990,89
53	047,15	016,06	985,47
54	042,86	011,16	
55	038,32	006,08	
56	033,49	000,81	
57	028,99	24 995,59	
58	024,26	990,13	
59	019,60	984,87	
60	014,39	979,56	
61	009,33		

II. táblázat.

Az /1.6/ sáv vonalainak hullámszámai.

J	R/J/	Q/J/	P/J/
21			
22			
23	21 388,85	21 374,79	21 359,47
24	387,82	373,49	357,23
25	386,93	371,96	355,03
26	385,82	---	352,61
27	384,71	---	350,24
28	383,47	366,47	347,75
29	382,21	364,87	345,31
30	380,78	362,70	342,64
31	379,40	360,79	339,89
32	377,86	358,75	337,28
33	376,41	356,56	334,45
34	374,79	354,49	331,68
35	372,98	352,21	329,03
36	371,36	349,80	326,08
37	---	347,42	323,13
38	367,65	345,07	320,05
39	365,72	342,64	316,91
40	363,79	339,89	313,51
41	361,64	337,28	310,09
42	359,47	334,45	306,79
43	357,23	331,68	303,44
44	355,03	329,03	299,98
45	352,61	326,08	296,37
46	350,24	323,13	292,73
47	347,75	320,05	289,25
48	345,31	316,91	285,50
49	342,64	313,71	281,64
50	339,89	310,52	277,76
51	337,28	307,20	273,77
52	334,45	303,82	269,75
53	331,68	300,44	265,53
54	328,75	296,85	261,58
55	325,74	293,35	257,12
56	322,71	289,79	---
57	319,41	286,09	248,81
58	316,34	282,18	244,48
59	313,04	278,35	240,11
60	309,68	274,63	

III. táblázat.

A /2.6/ sáv vonalainak hullámszámai.

J	R/J/	Q/J/	P/J/
11			
12			
13			
14		21 891,57 高	
15		890,52 高	
16		889,56	
17		888,33	
18		887,18	
19		885,87 高	
20		884,48 高	
21		883,10 高	
22		881,63	
23		880,03 高	
24	21 892,72	878,24	21 864,26
25	891,57 高	876,53	862,02
26	890,37 高	874,74	859,75 高
27	888,96	872,91	857,27 高
28	887,65	870,95	854,84
29	886,22 高	868,95	852,26 高
30	884,63 高	866,76	849,54 高
31	883,10 高	864,61	846,84
32	881,45	862,37	843,95
33	879,72	860,04 高	841,07 高
34	877,87	857,73	838,07 高
35	876,00	855,29	835,12 高
36	874,00	852,75	832,04
37	871,98	850,25 高	828,89
38	869,88	847,63	825,70
39	867,62	844,86 高	822,30
40	865,45	842,03 高	819,02
41	863,13	839,12 高	815,66
42	860,76 高	836,21 高	812,16
43	858,36	833,16 高	808,42
44	855,85	830,09	804,87
45	853,35	826,97	801,34
46	850,61	823,68	797,26
47	847,87	820,36	793,45
48	845,01 高	816,99	789,55
49	842,13 高	813,50	785,55 高
50	839,12 高	809,97	781,53
51	836,21 高	806,31	777,36 高
52	833,06	802,59	773,08
53	829,70	798,81 高	768,65
54	826,43	795,01	764,14
55	822,95	791,01	759,66
56	819,55	786,96	755,14
57		782,84 高	
58		778,65	

5. táblázat

A B és D rotációs konstansok értékei /cm<sup>-1</sup>-ben/.

Sáv	B' <sub>d</sub> Közép- érték		B' <sub>c</sub> Közép- érték		10 <sup>6</sup> ·D' <sub>d</sub> Közép- érték		10 <sup>6</sup> ·D' <sub>c</sub> Közép- érték		B''	10 <sup>6</sup> ·D''
/0,1/	0,2924	v'=0  0,2928	0,2926	v'=0  0,2929	0,39	v'=0  0,46	0,44	v'=0  0,50	0,3344	0,32
/0,2/	0,2929		0,2929		0,47		0,49		0,3329	0,46
/0,3/	0,2930		0,2932		0,51		0,57		0,3306	0,48
/1,1/	0,2916	v'=1  0,2916	0,2914	v'=1  0,2916	0,51	v'=1  0,53	0,49	v'=1  0,55	0,3351	0,46
/1,4/	0,2917		0,2920		0,57		0,64		0,3289	0,57
/1,5/	0,2914		0,2915		0,50		0,52		0,3259	0,46



$$\begin{aligned} \epsilon_{PR} &= \frac{1}{4} \left\{ (J+1) [P(J) + R(J-2)] - (J-1) [P(J+1) + R(J-1)] \right\} = \\ &= \nu_0 - D'' = \nu_{PR} \end{aligned}$$

111.

$$\epsilon_{PR} = \frac{1}{4} \left\{ (J+1) [P(J-1) + R(J-1)] - (J-1) [P(J) + R(J)] \right\} = \nu_0 + B' = \nu_{PR}$$

A magasabb kvantumszámok felé lehetséges ezeknek az u.n.  $\nu_0$ -vonalaknak a vízszintes egyenestől való eltérése. Ilyenkor figyelembe kell venni a D rotációs konstansokkal képezett korrekciós tagokat is. Ezekkel a korrekciók tagokkal a formulák a következők:

$$\begin{aligned} \epsilon_Q &= \nu_Q + (D' - D'')(J-1) J^2 (J+1) \\ \epsilon_{PR} &= \nu_{PR} + 2D'' + (D' - D'')(J-1) J^2 (J+1) \\ \epsilon_{PR} &= \nu_{PR} + 2D' + (D' - B'')(J-1) J^2 (J+1) \end{aligned}$$

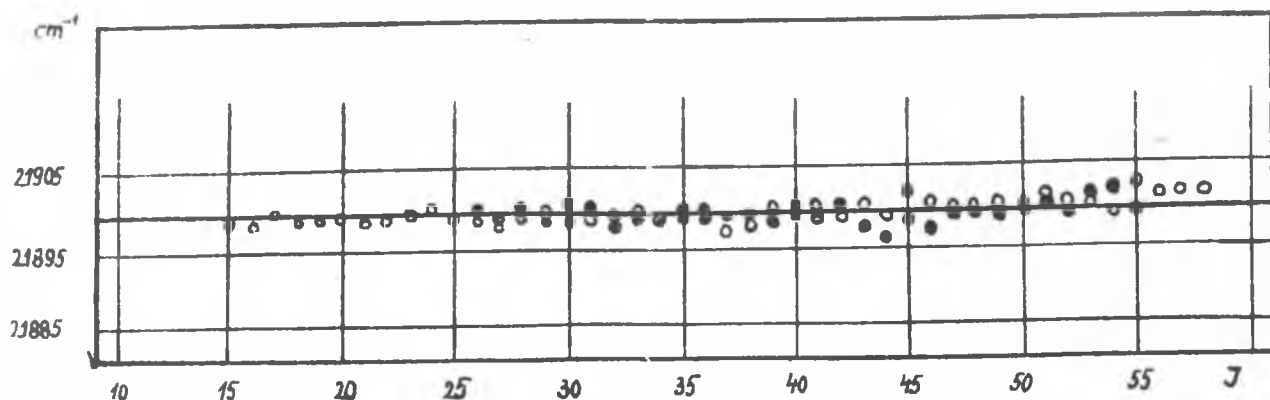
Amennyiben perturbáció nincsen, a  $\epsilon_Q$ ,  $\epsilon_{PR}$  és  $\epsilon_{PR}$  kombinációk a J kvantumszám függvényében ábrázolva vízszintes egyenesen vannak. Ezek az úgynevezett  $\nu_0$ -vonalak erősen elhajolnak az egyenestől a perturbáció helyén, éppen ezért ez a módszer rendkívül alkalmas a perturbációk felkutatására. Amennyiben a Q-ágban van perturbáció, ez a  $\epsilon_Q$ -kombinációkból ismerhető fel. A P- és R-ágban fellépő perturbáció felismerésére a  $\epsilon_{PR}$  ill. a  $\epsilon_{PR}$  kombinációk szolgálnak, aszerint, hogy a felső vagy az alsó elektronállapot van-e perturbálva.

Az 1. ábra az általunk analizált /2,6/ sáv  $\nu_0$ -jának meghatározását mutatja.

Az ábrából látható, hogy a D-t tartalmazó tagok figyelembevételére nem volt szükség  $D' - D''$  kicsiny volta miatt. A  $\nu_Q$  és a  $\nu_{PR}$ -hez tartozó egyenesek egymástól való távolsága  $B''$ , az azonban az alkalmazott léptékben nem vehető észre.

A kapott  $\nu_0$  értékeket Kovács I. és Budó Á. eredményeivel együtt az V. táblázat tartalmazza, amelyben az általunk analizált sávok  $\nu_0$ -jai alá vannak huzva.

A  $\nu_0$ -k hullámszámaiból az ismert  $\nu_{fej} = \nu_0 - \frac{(B' + B'')^2}{4(B' - B'')}$  formula alapján számítva megkaptuk a sávfejek hullámszámaikat. Ezeket, Kovács I. és Budó Á. adataival együtt a VI. táblázat foglalja össze.



1. ábra.

A  $\nu_0$  meghatározása a SrO kék sávrendszere /2,6/ sávjában. A  $g_Q$  értékeket fehér, a  $g_{PR}$  értékeket pedig fekete kör ábrázolja. A  $g_Q$ -kat kiegyenlítő egyenes az ábrázolásban nem különböztethető meg a  $g_{PR}$ -eket kiegyenlítő egyenestől.

V. táblázat.

A null-vonalak hullámzámai.

$\nu''$	$\nu'$	0	1	2
0		--	<u>25 147,70</u>	--
1		23 988,94	24 502,36	--
2		23 351,45	--	--
3		22 721,31	--	--
4		--	22 612,98	--
5		--	21 999,19	--
6		--	<u>21 392,77</u>	<u>21 899,70</u>

VI. táblázat.

A sávfejek hullámhosszai.

$\nu, \nu'$	0	1	2
0	--	<u>25 149,86</u>	--
1	23 991,29	24 504,61	--
2	23 353,90	--	--
3	22 723,90	--	--
4	--	22 615,58	--
5	--	22 001,95	--
6	--	<u>21 395,72</u>	<u>21 902,44</u>

Kiszámítottuk a kék sávrendszer felső állapotához tartozó vibrációs állandókat is, ezekre

$$\omega_e' = 512,9_1 \quad \text{és} \quad \omega_e' \times \chi_e' = 3,2_4$$

értékeket kaptunk. Az alsó állapotot jellemző vibrációs állandók meghatározásához figyelembe vettük Kovács I. és Budó Á. analiziséből származó adatokat is. Az így kapott

$$\omega_e'' = 653,3_7 \quad \text{és} \quad \omega_e'' \times \chi_e'' = 3,9_4$$

értékek lényegesen nem különböznek Kovács I. és Budó Á. eredményeitől.

Az /1,0/, /1,6/, /2,6/ sávok analízise - tekintettel arra, hogy a /0,1/, /1,1/, /1,4/, /0,2/, /1,5/ sávok analíziséhez kapcsolódik - megerősítik Kovács I. és Budó Á. feltevését, hogy a sávrendszer  $1\bar{0} - 1\bar{\Sigma}$  átmenet. Az /1,0/ sáv alsó kombináció -differenciái pedig mutatják, hogy a kék és infravörös sávrendszerek közös alsó állapottal rendelkeznek, amint ezt G. Almkvist és A. Lagerqvist feltételezték.

Köszönetet mondunk Kovács I. és Budó Á. professzor uraknak munkánk során nyújtott értékes segítségükért.

Irodalom.

- 1./ I.Kovács und Á.Budó: Acta Phys.Hung. 1. 469. /1952/
- 1.Kovács und Á.Budó: Ann.d.Phys. 12. 17. /1953/
- G.Almkvist und A.Lagerqvist Arkiv för Fysik 1. 477. /1949/
- Almkvist und A.Lagerqvist Nature 170. 885. /1952/

4./ Loomis und Wood Phys.Rev. 32, 223. /1928/

5./ I.Kovács Acta Phys.Hung. II, 141. /1952/

## A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE.

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

### Geiger-Müller számlálócsövek megszólalási valószínűségének mérése.

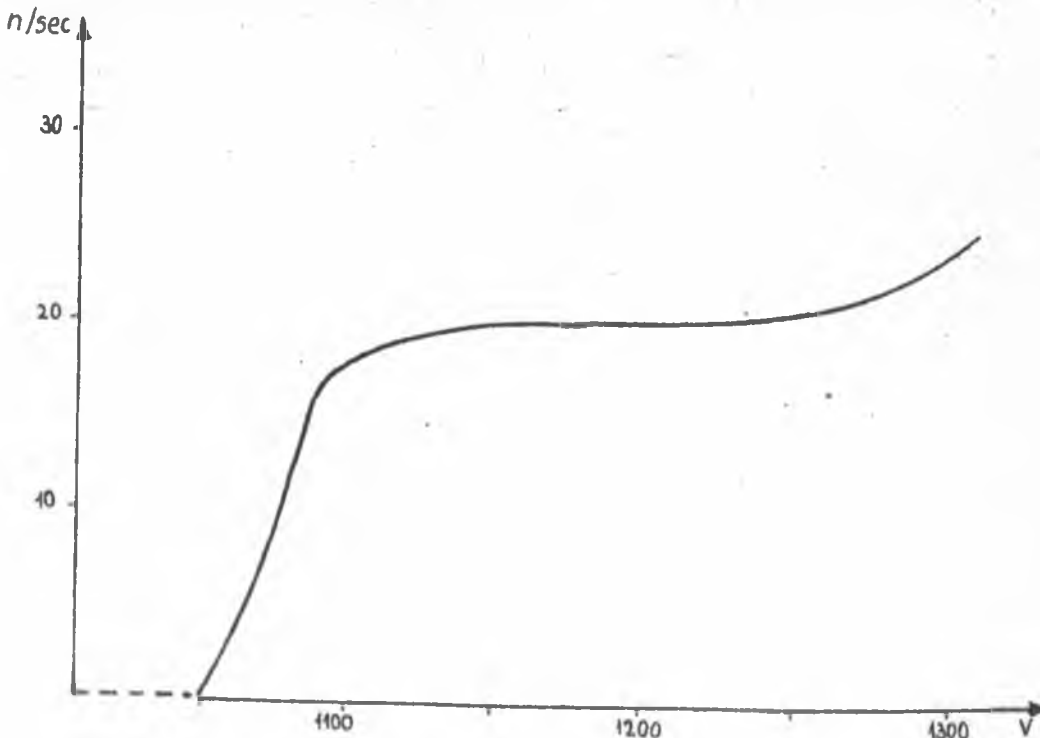
Irta: Jánossy Lajos és Kiss Dezső

A Geiger-Müller számlálócső a fizika és különösen az atomfizika egyik leggyakrabban használt mérőeszköze. Az alábbiakban egy indirekt módszert ismertetünk, melynek segítségével gyorsan megállapítható valamely GM-cső kozmikus sugárzás mérésére való használhatósága. A módszer, kozmikus sugárzási mérések szempontjából többet mond a csőről, méréstechnikailag pedig pontosabb, mint a szokásos karakterisztika mérés /azonos mérési időket feltételezve/.

#### I. A GM-cső felhasználási területei.

##### 1./ Rádióaktív sugárzás intenzitásának mérése:

A GM-cső jellemzésére meg szokás adni az időegység alatti beütésszámnak a csőre kapcsolt feszültségtől való függését /karakterisztika/. Egy ilyen tipikus karakterisztikát mutatunk be az 1. ábránkon.



1. ábra

A karakterisztika egyes pontjait úgy vették fel, hogy meghatározott ideig számlálták a kérdéses cső beütéseit egy elektromikus erősítő és egy mechanikai számláló segítségével. A GM-cső kimérésének ezzel a szokásos formájával nem kívánunk a továbbiakban foglalkozni.

A karakterisztikából láthatjuk, hogy a beütésszám kezdetben kicsi, a feszültség emelésével rohamosan nő, elér egy aránylag konstans szakaszt /plátó/, majd ismét meredeken emelkedik.

Valamely GM-cső akkor tekinthető megbízható fizikai mérőeszköznek, ha a plátója elég lapos, és elég széles /kb. 200 V/. Ez a követelmény ugyanis aszal ekvivalens, hogy a GM-cső működése egy bizonyos tartományon belül nagymértékben független a tápfeszültség elkerülhetetlen ingadozásaitól. A plátó kismérői emelkedése csak részben írható a cső "érzékenysége" növekedésének rovására, ezenkívül azonban a nem-külső /koszmos, illetve rádióaktív/ sugárzásból származó u.n. Nullgang is szerepet játszik az emelkedésben. Ez a kismérői emelkedés, ha egy bizonyos határt meghalad, nehezíti a rádióaktív mérések reprodukálását.

Összefoglalólag tehát a rádióaktív sugárzás intenzitásának mérése elég széles és elég lapos plátót kíván meg a GM-csőtől.

## 2./ Koszmos sugárzási mérések:

A számláló cső másik fontos felhasználási területét a kozmikus sugárzási mérések képezik. Ezek jellegzetessége, hogy általában nem egyetlen, hanem több koincidenenciába, illetve antikoincidenenciába kapcsolts csővel történnek; a koincidenencia és antikoincidenencia technika pedig bizonyos szempontból szigorubb, más szempontból viszont enyhébb követelményeket támaszt a cső tulajdonságaival szemben.

Az antikoincidenencia természetéből következik, hogy mivel bizonyos típusu eseményeket feltétlen biztonsággal ki akarunk zárni, meg kell követelnünk a GM-csőtől, hogy kihagyás nélkül regisztráljon minden rajta keresztülhaladó ionizáló kozmikus részt, azaz hogy "megszólalási valószínűsége" közel 100 % legyen. /Megszólalási valószínűség,  $w$  alatt értjük azt a számot, amely megmutatja, hogy a GM-cső a ráeső ionizáló sugarak hány százalékát regisztrálta ténylegesen kisülés formájában./

Koincidenenciába kapcsolts csőveknél is fontos, hogy a megszólalási valószínűség egy bizonyos értéknél nagyobb legyen, mivel a koincidenenciánál az egyes csővek megszólalási valószínűségei összeszorozódnak és ennek megfelelően csökkennek.

Ugy a koincidenencia, mint az antikoincidenencia csőveknél a megszólalási valószínűség abszolút értékén kívül lényeges, hogy legyen egy elég széles /kb. 150 V-os/ tartomány, amelyen belül a megszólalási valószínűség konstansnak tekinthető. /Kb. 0,5 %-on belül./ Ez a követelmény a közönséges karakterisztikánál mondottakhoz hasonlóan a tápfeszültség elkerülhetetlen ingadozását van hivatva hatástalanná tenni. Különösen fontos a megszólalási valószínűség konstans volta már csak azért is, mert a megszólalási valószínűségek összeszorozódása következ-

tében a koincidenencia berendezések koincidenencia kapcsolásban felvett karakterisztikája sokkal erősebben vág le, mint az egyes csövek karakterisztikája.

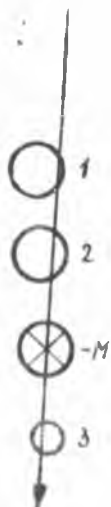
A fentiek alapján kozmikus sugárzási mérésekre szánt GM-osónél a szokásos karakterisztika helyett célszerűbb a megszólalási valószínűségnek a feszültségtől való függését és az abszolút értékét megmérni.

A megszólalási valószínűség mérésnél a használt antikoincidenencia technika /lásd következő fejezet/ következtében jórészt kiesik a Nullgang okozta beütésszám növekedés, ami azt jelenti, hogy a plátó kismérő emelkedése nem befolyásolja a megszólalási valószínűségnek a kérdéses tartományon belüli állandóságát. Mivel pedig kozmikus sugárzási méréseknél elsősorban a megszólalási valószínűség érdekes, a közönséges plátó meredeksége szempontjából enyhébb követelményeket támaszthatunk a GM-osóval szemben.

Tipikus megszólalási valószínűség görbét mutat 9. ábránk, mely - mint később látni fogjuk - 50 különböző GM-osó átlag megszólalási valószínűségét tünteti fel. Látható, hogy az indukálási feszültségérték közelében a  $w$  kicsi /kicsi a térerő/, majd konstans értéket vesz fel /ennek középpontja kb. 150 V-nál van/, végül a görbe utolsó szakasza süllyedő tendenciát mutat, ami az elektronika megnövekedett holtidejére vezethető vissza.

## II. A megszólalási valószínűség mérésének elve.

Kérdés, hogyan lehet meggyőződni arról, hogy egy GM-osó a rajta áthaladó ionizáló részek közül hányat szalaszt el regisztrálás nélkül, más szóval hogyan tudjuk kimérni egy GM-osó megszólalási valószínűségét? Erre vonatkozólag Jánossy és Rochester /Phys. Rev. 63. 52-54. 1943./ dolgozták ki az alábbi eljárást:



2. ábra.

A 2. ábrán látható elrendezésnél az 1., 2. és 3. csövek koincidenenciába, a mérendő /keresztrel jelölt, - M/ cső pedig antikoincidenenciába van kapcsolva. A csövekhez kapcsolódó elektronikus készülékkel szimultán regisztráljuk a hármas koincidenenciák /1, 2, 3/ és az antikoincidenenciák /1, 2, 3, - M/, tehát azon események számát, amelyekben a három koincidenencia cső egy időpontban adott feszültség lökést, ugyanakkor azonban a mérendő cső nem adott jelet.

A hármas koincidenenciák oka általában egy, mind a három csövön keresztülhaladó ionizáló rész, amelynek az adott elrendezésben szükségképpen keresztül kellett haladnia a mérendő csövön is, tehát meg kellett volna szólalni a mérendő csőnek is. Ha ennek ellenére nem szólal meg, azaz antikoincidenencia lép fel a mérendő cső megszólalá-



Beesüljük meg azt a minimális beütésszámot, amelyet meg kell mérnünk ahhoz, hogy  $p$  %-os különbséget szignifikánsan ki tudjunk mutatni a szokásos GM karakterisztika két pontja között. /Szignifikánsnak nevezzük a különbséget, ha a háromszoros hibahatárnál nagyobb./ Ha  $n_1$  és  $n_2$  jelentik az összehasonlítandó pontokban a mérés ideje alatti beütésszámot, akkor fenti követelményünk matematikailag a következőt jelenti:

$$\frac{\sqrt{n_1 + n_2}}{n_1 - n_2} < \frac{1}{3}$$

Ha  $n_1$  és  $n_2$  abszolút értékekben nagy és egymáshoz közeledő számok, akkor  $n_1 \sim n_2 = n$  -s így

$$\frac{100 \sqrt{2n}}{p n} < \frac{1}{3}$$

Egyszerű átalakítással kapjuk a következő egyenlőtlenséget:

$$n > \frac{18 \cdot 10^4}{p^2}$$

Ha tehát pl. fél százalékos emelkedést akarunk kimutatni a plátón, akkor  $/n = 1200/\text{perc-el}$  számolva/ kb. 10 óráig kell mérni.

Most beesüljük meg, hogy hány hármas koincidenenciát  $/N_3/$  kell megvárunk, az antikoincidenenciás megszólalási valószínűség mérésénél, hogy ugyanosak fél százalékos különbséget tudjunk szignifikánsan kimutatni.

Ha  $N_{ak1}$  és  $N_{ak2}$  jelentik a megszólalási valószínűség görbe két pontjához tartozó antikoincidenenciák számát, akkor követelményünk a következőt jelenti:

$$\frac{\sqrt{N_{ak1} + N_{ak2}}}{N_{ak1} - N_{ak2}} < \frac{1}{3} \quad \text{és} \quad N_{ak1} - N_{ak2} = \frac{N_3 p}{100}$$

Az előbbi esettől eltérően  $N_{ak1}$  és  $N_{ak2}$  most abszolút értékekben kicsi számok, amelyek egymástól nagyon eltérhetnek s így formulánk csak a következő egyszerű formára hozható:

$$N_3 > \frac{300 \sqrt{N_{ak1} + N_{ak2}}}{p}$$

Az általunk használt GM-csőveknél a GM csövek megszólalási valószínűsége 99 % körül mozog, tehát  $N_{ak1}$  és  $N_{ak2}$  kb. 0,01  $N_3$ -al egyenlő, s így az adódik, hogy kb. 2,5 óráig kell mérni fél százalékos szignifikáns eltérés kimutatásához, ha a hármas koincidenenciák száma kb. 50 percenként.



Előbbi becslésünk világosan mutatja a megszólalási valószínűség mérés előnyét a szokásos karakterisztika mérésével szemben a pontosság terén. A fenti becslésből még egy fontos következtetést vonhatunk le, éspedig, hogy minél kisebb az antikoincidenencia szám, azaz minél jobb a mérendő cső megszólalási valószínűsége, annál rövidebb ideig elegendő mérni ugyanolyan pontosság eléréséhez. Ezért van nagy jelentősége annak a következő fejezetben ismertetendő törekvésnek, hogy az elektronika hibájából bekövetkező téves antikoincidenenciák számát minél kisebbé tegyük. /A mérési eredmény lerontásának szempontján kívül./

### III. Téves antikoincidenenciák.

Az előzőekben hallgatólagosan feltételeztük, hogy az antikoincidenenciák oka kizárólag a mérendő GM cső rossz megszólalási valószínűségében keresendő. A valóságban nem egészen ez a helyzet: több olyan jelenség van, amely téves antikoincidenenciát eredményezhet, azaz olyan antikoincidenenciát, amely nem írható a mérendő cső rovására.

Ezek az antikoincidenenciák három csoportba oszthatók:

A./ A három koincidenencia csövön keresztül ment valamilyen ionizáló rész, a mérendő csövön azonban nem.

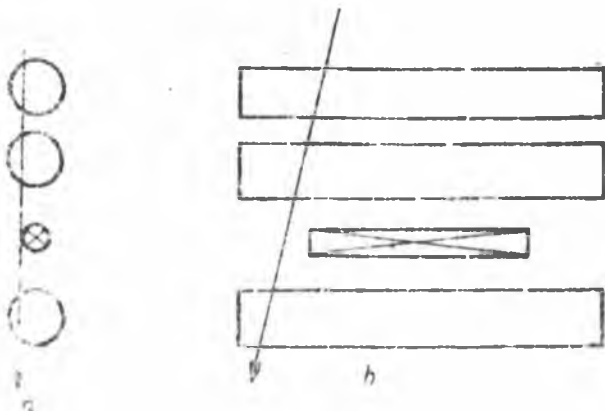
B./ Az elektronikus berendezés konstrukciója következtében a mérendő cső saját hibáján kívül nem tud megszólalni a rajta keresztül menő ionizáló rész hatására.

C./ Az elektronikus berendezés valamilyen service hibája következtében téves antikoincidenenciákat produkál.

Az alábbiakban részletesen megvizsgáljuk ezeket a tényezőket.

A./

#### 1./ Geometria.



Ha nem gondoskodunk arról, hogy legalább az egyik koincidenencia cső rövidebb és kisebb átmérőjű legyen, mint a mérendő cső, akkor elképzelhetők olyan kozmikus sugarak, amelyek a három koincidenencia csövön áthaladnak, a geometriai okokból elküldik a mérendő csövet /lásd a 3a és 3b ábrát; lőbbi elől-, utóbbi oldal-nézetben/.

Az ilyen esetben fellépő antikoincidenenciákért természetesen nem a mérendő cső felelős.

A geometriai elrendezésnek a mérési eredményre gyakorolt befolyását láthatjuk az alábbi két oszlopból, amelyek közül az "A" a jó geometriával történt mérés eredményeit, míg a "B" olyan mérés-eredményeket foglal magában, amelyeknél a mérendő cső a koincidenencia csöveknek egy kb. 15 cm-es darabját fedetlenül hagyta.

	"A"		"B"
$N_3$	$N_{ak}$	$N_3$	$N_{ak}$
1060/20 perc	14/20 perc	1137/20 perc	182/20 perc
1100	9	1098	170
<u>1113</u>	<u>12</u>	<u>1176</u>	<u>212</u>
át- lag- ban: 1091	12	1137	188

Jó geometriánál:  $w = 98,8 \pm 0,2 \%$     A  $w$  számításánál kb. 9 %  
 Rossz " :  $w = 81,6 \pm 0,8 \%$     kal kevesebb  $N_3$ -mal számol-  
 tunk. /L. később./

## 2./ Véletlen koincidenenciák.

Előfordulhat, hogy a három koincidenencia cső nem azért adott egyidejű lökést, mert egy kozmikus rész keresztülhala- mind a háromon, hanem pl. egy ferdén jövő kozmikus rész kauzálisan megzólaltatja a két felső számlálócsövet, ugyanakkor a legalsó koincidenencia cső véletlenül szintén adott jelet, amikor is nem kívánhatjuk meg a mérendő csőtől az egyidejű jeladást.

Nem minden véletlen egybeesés érdekel bennünket; azoknál az eseteknél u.i., amelyeknél a mérendő cső is megszólalt, antikoincidenencia nem léphet fel. Ha a 2. ábrát figyelmesen megnézzük, akkor látjuk, hogy két esemény típus lényeges a véletlen koincidenenciák szempontjából:

a./ /1, 2, - M/ azaz olyan események, amelyeknél a két felső koincidenencia cső megszólal, ugyanakkor azonban a mérendő hallgat.

b./ /3, - M/ azaz a harmadik koincidenencia csőnek olyan kisülései, amelyeket nem kísér a mérendő cső egyidejű kisülése.

E két eseménytípus önmagában nem okozhat bajt, csak véletlen egybeesésük vezet téves antikoincidenenciára. Ha ki akarjuk számolni e két eseménytípus véletlen időbeli egybeesését, akkor az alábbi jó közelítő formulát kell használnunk:

$$N_v \sim n N_1 N_2 \dots N_n \tau^{n-1}$$

$\tau$  az elektronikus berendezés felbontóképessége

$n$  a koincidenenciák fokszáma /2, 3 ...  $n$ -szeres koincidenencia/.

A fenti formula természetesen nemcsak ebben az esetben igaz, hanem általában alkalmas véletlen koincidenenciák számának becslé-

sére. A mi esetünkben  $n = 2$ , mert két esemény egybeesésére vagyunk kíváncsiak,  $N_1 = N_{12-M} = 0,3/\text{sec}$   
 $N_2 = N_{3-M} = 2,6/\text{sec}$  } mérési adatok

A koincidencia keverés felbontóképessége pedig két  $\mu\text{sec}$ ; így a véletlen koincidenciák számára a következőt kapjuk:

$$N_v \sim 2.0.3.2.6.2.10^{-6} \sim 3.10^{-6}/\text{sec} \sim 0,004/20 \text{ perc}$$

Ebből látható, hogy a véletlen koincidenciák száma elhanyagolható a tényleges antikoincidenciák száma mellett /utóbbi kb. 10/20 perc/.

A fent ismertetett kombinált véletleneken kívül előfordulhat az is, hogy mind a három koincidencia oszlop véletlenül egy időben szól meg, minden kauszális ok nélkül, és ez az esemény természetesen szintén téves antikoincidenciaként jelentkezik. Az ilyen események száma azonban az előző véletlen koincidenciák számánál is kisebb, mint azt a véletlen egybeesések fenti formulájából láthatjuk:

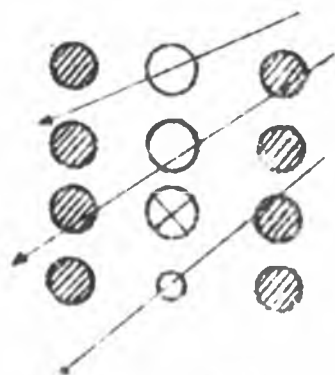
$$N_v \sim 3.3.20^3.4.10^{-12} \sim 0,310^{-6} / \text{sec}$$

A 4.a. ábra egy példát mutat a kombinált véletlenekre, a 4.b. ábra pedig a szinguláris véletlenekre.

### 3./ Kosmikus sáporok.

Az 5. ábrából láthatjuk, hogy oldalirányú kosmikus sáporok részesekéi szimultán eltalálhatják a három koincidencia oszlopot, ugyanakkor nem kell szükségképpen keresztülhaladniuk a mérendő oszlopnak, tehát a fellépő antikoincidenciák tévesek.

4. ábra



5. ábra

a./ Ennek az effektusnak elkerülése végett körülvesztük a koincidencia oszlopot a mérendő oszlop és egymással párhuzamosan, tehát szintén antikoincidenciába kapcsolva n.n. árnyékoló GM-oszlopokkal /sátirozott körök/. Ezen oszlopok valamelyike feltétlenül megszólal, ha oldalirányú részek a koincidencia oszlopok bármelyikén keresztül haladnak, az általuk adott jel az antikoincidencia kapcsolás miatt az antikoincidencia relé tovább ugrását meggátolja. Ily módon kizárjuk ki az oldalirányú sáporok okozta téves antikoincidenciákat. Az árnyékoló oszlopoknak a mérési eredmény-

re gyakorolt hatása jól látható az alábbi táblázatból. A táblázat "A" oszlopa az árnyékolócsövekkel kiegészített berendezés mérési eredményeit tünteti fel, míg a "B" oszlop árnyékolócsövek nélkül felvett adatokat tartalmazza. Mindkét esetben ugyanazon GM-csövet mértük az indulás felett 150 V-os feszültségen.

	N <sub>3</sub>	"A"	N <sub>ak</sub>	N <sub>3</sub>	"B"	N <sub>ak</sub>
	1102/20 pero	9/20 pero		1075/20 perc	15/20 pero	
	1061	7		1056	25	
	1025	6		1107	25	
	1050	3		1075	19	
	1039	3		1049	8	
	1090	7		1140	15	
	1067	8		1141	17	
	1082	9		1108	22	
	1072	2		1003	12	
	<u>1071</u>	<u>11</u>		<u>1070</u>	<u>22</u>	
át- lag- ban	1066	6,5		1082	18	

w "A" esetben  $99,3 \pm 0,08 \%$

w "B" "  $98,1 \pm 0,1 \%$

A fenti mérési eredményekből világosan láthatjuk az árnyékolócsövek téves antikoincidenencia kiküszöbölő hatását.

b./ Mérőberendezésünket átalakíthatjuk négyes koincidenencia berendezéssé és negyedik koincidenenciaként használjuk az árnyékolócsöveket/A/Ekkor a koincidenencia számláló az

/1, 2, 3, A/ típusu eseményeket, az antikoincidenencia számláló pedig az

/1, 2, 3, A, - M/ típusu eseményeket számolja. Az 5. ábra figyelembevételével könnyen beláthatjuk, hogy az antikoincidenencia által számolt esetek azok az események, amelyekben az oldalszám miatt a koincidenencia csövek és az árnyékolócsövek valamelyike megszólalt, ugyanakkor azonban a mérendő cső hallgatott. Éppen ezek az esetek azok, amelyeket az árnyékolócsövek beiktatásával kizártunk, ezeket kell tehát különbségként észlelni az árnyékolócsövekkel, illetve nélkülük végzett mérések eredményeiben. A négyes koincidenencia-antikoincidenencia mérési eredményeit az alábbiakban foglaljuk össze:

	N <sub>4</sub>	N <sub>ak4</sub>
	163/30 perc	22/30 perc
	142	17
	153	20
	166	24
	<u>154</u>	<u>20</u>
átlagban	156 $\pm$ 6	21 $\pm$ 2

20 percre átszámítva:

104/20 perc

24/20 perc

A 20 perces mérési idő alatt az előző táblázatok adatai alapján árnyékolócsővel 6,5, nélküle pedig 18 beütést észleltünk. A két-  
tő különbsége hibahatáron belül megegyezik a 14 négyes koinciden-  
cia - antikoincideneciával. Ez a fentiek alapján fizikailag rend-  
ben is van.

c./ Az árnyékolócsővek alkalmazása egy kellemetlen jelenséget  
is eredményez, e ez a következő:

A 2. ábrabeli elrendezésnél kikapcsolva a mérendő csövet, az an-  
tikoincidenencia körünk nem kaphat vezérlést, tehát a koincidenencia  
és antikoincidenencia relének azonos idő alatt azonos számú beütést  
kell regisztrálni, "együtt kell futni". Ez az együttfutás árnyé-  
kolócsővek nélkül rendben is van, az árnyékolócsővek beiktatása  
esetén azonban az antikoincidenencia számláló kb. 9 %-al lemarad.  
Ez a lemaradás feltehetőleg olyan záporok következménye, amelyek  
a koincidenencia csöveket és az árnyékoló csövek valamelyikét egy-  
idejűleg megszólaltatják. Ha pedig az árnyékolócső jelet ad, ak-  
kor az antikoincidenencia kapcsolás miatt az antikoincidenencia relé  
nem ugorhat, míg a koincidenencia relét semmi sem gátolja működé-  
sében, az előbbi tehát az utóbbihoz képest lemarad.

Az oldalzáporok és az antikoincidenencia relé lemaradása közötti  
kapcsolatra utal az előzőekben már ismertetett négyes koinci-  
denencia-antikoincidenencia mérés. Ennél u.i. a négyes koincidenenci-  
ák olyan eseményeket jelentenek, amelyeknél a koincidenencia-csővek  
és az árnyékolócsővek egyidejűleg szólalnak meg. De éppen ilyen  
események okozzák a lemaradást, tehát ha a lemaradás 9 %-os, ak-  
kor a négyes koincidenenciák számának is a hármas koincidenenciák  
9 %-át kell kitenni. 20 perces mérés alatt láttuk /előző táblá-  
zatok/, hogy átlagban 1006 hármas és 104 négyes koincidenenciát  
mértünk, ami a 9 %-os lemaradással összhangban van.

Még egy mérési sorozat tanuskodik amellett, hogy a lemaradást  
tényleg záporok okozzák és nem valamilyen elektronikus áthatás.  
Ez a mérés a következő:

Mérünk úgy, hogy a mérendő csövet teljesen kikapcsoljuk, míg  
az árnyékolócsővek a "B" esetben normális elrendezésben van-  
nak, "A" esetben viszont az árnyékolócsöveket a koincidenencia-  
csövektől néhány méter távolságra visszük el, mikoris az egy-  
idejű megszólalást létrehozó záporok számának lényegesen csök-  
kenni kell.

	"A"		"B"	
	$N_3$	$N_{ak}$	$N_3$	$N_{ak}$
	677/10 perc	681/10 perc	636/10 perc	584/10 perc
	675	685	649	586
	<u>622</u>	<u>626</u>	<u>599</u>	<u>556</u>
Össze- sen:	1974	1992	1884	1726
	különbség + 18		különbség - 158	9 %

A fenti mérések mutatják, hogy a 9 %-os lemaradás megszüntethe-  
tő az árnyékolócsővek néhány méterre való eltávolításával, sőt  
ebben az esetben /épp úgy, mint árnyékolócsővek nélkül/ az an-  
tikoincidenencia relé valamivel többet számol, amit az antikoin-

cidenencia végfok érzékenyebbre állításával mesterségesen értünk el annak érdekében, hogy a végfok érzéketlensége miatt tévesen ne mulasszunk el egy fellépő antikoincidenenciát sem. Ebből a kis túlérzékenységből semmi baj nem származhat, tekintve, hogy vezérlőjel hiánya esetén a végfok nem jöhet működésbe. /Külső zavarok ártalmatlanságáról kontrollméréssel győződünk meg./

d./ Bár a fenti két méréstípus alapján az antikoincidenencia számláló lemaradását magyarázni tudjuk, ez a lemaradás mégis csak odavezet, hogy a mérendő csövet valamivel jobbnak mérjük, mint amilyen a valóságban. Könnyen megbecsülhetjük a lemaradás miatt figyelmen kívül hagyott antikoincidenenciák számát.

A lemaradás két módon befolyásolja a mérés eredményét: az egyik esetben az árnyékolócső valamilyen véletlen lökése egybeesik egy, a mérendő cső által előidézett antikoincidenenciával; a másik esetben a záporok következtében fellépő kauzális egybeesések megnövelik a vonatkoztatási alapul szolgáló hármas koincidenenciák számát azáltal, hogy olyan eseményeket is becsapunk a vonatkoztatási alapba, amelyeknél az árnyékolócsővek révén mesterségesen megakadályoztuk az antikoincidenencia relé ugrását.

A véletlen koincidenenciákra vonatkozó formula alapján megkaphatjuk, hogy hány olyan eset lesz, amikor az antikoincidenenciát elmulasztottuk regisztrálni az árnyékolócsővek és a mérendő cső nem működési eseteinek véletlen egybeesése miatt:

$$N_v \sim 2 \cdot 0,016 \cdot 10 \cdot 20 \cdot 70 \cdot 10^{-6} \sim 450 \cdot 10^{-6} / \text{sec} \sim 0,6 / 20 \text{ perc}$$

Fenti eredményünk azt jelenti, hogy a 20 perces mérés alatt 0,6 véletlen egybeesés lép fel, ennnyivel kevesebb antikoincidenenciát észlelünk tehát a valóságosnál, ami - tekintve az átlagban fellépő antikoincidenenciák számát /6 - 20/ elhanyagolható.

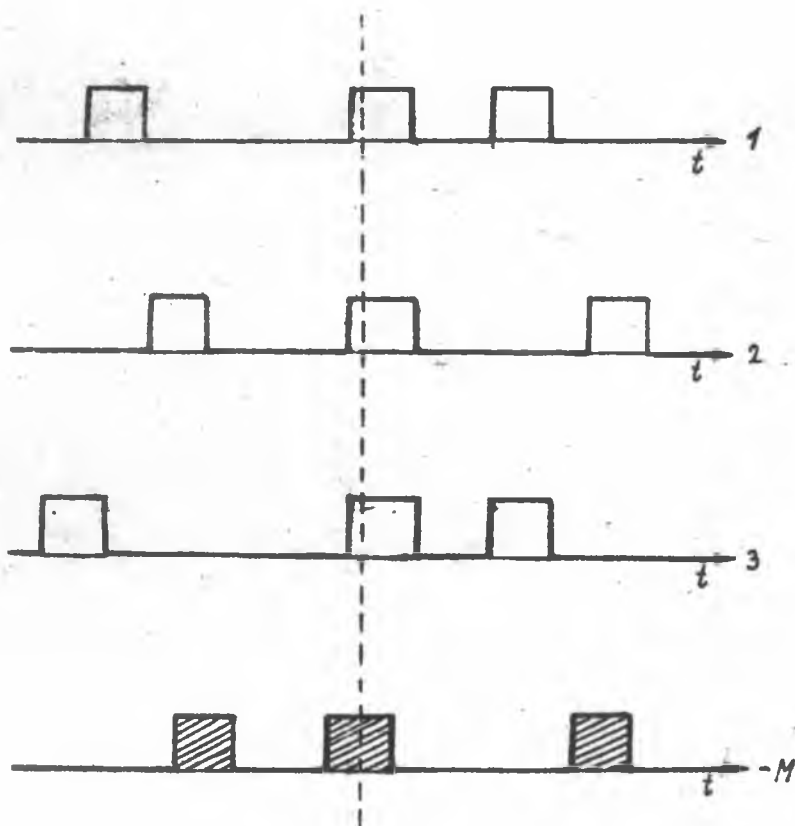
A lemaradás másik hatását a mérési eredményre úgy vehetjük figyelembe, hogy a megszólalási valószínűség kiszámításánál 9 %-kal kevesebb hármas koincidenenciát számítunk. /Ebben az összefoglalóban is minden  $w$  számolásánál 9 %-kal kevesebb  $N_3$ -t vettünk figyelembe./

Tehát a hármas koincidenenciák számának redukálásával az antikoincidenencia relé lemaradásának káros hatását lényegében kiküszöböltük, azonban az igazán megnyugtató az lenne, ha a készülék maga gondoskodna minden olyan koincidenencia kizárásáról, ami valamelyik árnyékolócső megszólalásával egyidejűleg következett be. Ez technikailag egy újabb antikoincidenencia keverést jelentene, t.i. a hármas keverés után kialakult koincidenenciákat antikoincidenencia keverésbe hoznánk az árnyékolócsővekkel, s a kapott jelek képviselnék a tiszta, zápormentes hármas koincidenenciákat. Ennek a kettős antikoincidenencia berendezésnek a kidolgozása folyamatban van.

B.

### Holtidő.

a./ Téves antikoincideneciák származhatnak attól is, hogy a mérendő cső multivibrátorának holtidejében fellépő hármas koincideneciákat a mérendő cső hibáján kivüleső okból /t.i. a hozzákapcsolódó elektronika érzéketlensége következtében/ nem tudja kioltó antikoincidenencia lökés kísérrni, tehát az antikoincidenencia számláló megszólal. A 6. ábra első három időtengelyén a koincidenenciaosövekhez kapcsolódó multivibrátor lökéseit helyeztük el, míg a negyedik időtengelyen a satírozott négysszögek a mérendő cső multivibrátorának lökései után bekövetkezett érzéketlen, illetve a osökkent érzékenységi állapotokat jelzik.



6.ábra.

Az ábrán látható hármas koincideneciánál a mérendő osőnek éppen holt ideje van, s így nem tud kioltó lökést az elektronikus antikoincidenencia keverés felé továbbítani, azaz az antikoincidenencia relé ugrik egyet - a mérendő cső hibáján kívül.

A holtidő okozta téves antikoincideneciák fellépését mutatják az alábbi adatok, amelyeknél az "A" adatait úgy vettük fel, hogy az árnyékolóosövek és a mérendő cső közös formálókörre dolgoztak. míg a "B" oszlopnál külön-külön formálókört kaptak, ami



azt jelenti, hogy az előbbi esetben a holtidő nagyobb /tehát több antikoincidenencia lép fel/, hiszen nemcsak a mérendő cső saját lökései, hanem a sok árnyékolócső lökései is lefedik a mérendő cső mérési idejének egy részét.

	$N_3$	$N_{ak}$	$N_3$	$N_{ak}$
	1077/20 pero	9/20 pero	1041/20 pero	3/20 pero
	1061	19	1024	9
	<u>1103</u>	<u>16</u>	<u>1199</u>	<u>8</u>
átlag- ban:	1080	15	1088	6,7

A megszólalási valószínűség tehát:

külön formáló esetében	99,3 ± 0,1 %
közös " "	98,5 ± 0,2 %

A holtidő okozta téves antikoincidenenciák megszabnak egy küszöbértéket, melynél nagyobb megszólalási valószínűségűnek az elektronika hibájából nem tudunk mérni még egy tökéletes GM-csővet sem. Ezt a küszöb megszólalási valószínűségértéket megbecsülhetjük az alábbi formulával:

$$P_{\max} \sim (1 - t_h N) 100$$

ahol  $t_h$  = a kioltó multivibrátor holtideje sec-okban

$N$  = a mérendő cső másodpercenkénti beütésszáma.

Könnyen beláthatjuk, hogy a fenti formula azt adja meg, hogy az egy sec-nak hány százalékát fedik le az illető intervallumban bekövetkezett multivibrátor lökések holtidője.

b./ Nemcsak a mérendő cső, hanem az árnyékolócsövek kioltó multivibrátorának holtideje is okozhat téves antikoincidenenciát, t.i. a holtidő alatt az árnyékolócsövek védtelenül hagyják az oldalzápороk szemben a koincidenenciacsöveket. Ha csak az árnyékolócsövek multivibrátorának holtideje limitálná az elérhető maximális küszöb százalékot, akkor

$$P_{\max} \sim (1 - t_h N' \frac{N_{ak4}}{N_3}) 100$$

ahol  $N_{ak4}$  jelentése már ismert: az egy másodperc alatt fellépő és a mérendő csövet kikerülő, tehát veszélyes oldalzápороk száma, ami a készülékkel az árnyékolócsöveknek negyedik koincidenenciaként való felhasználásával kimérhető.

$n'$  = árnyékolócsövek száma.

A fenti formulából látható, hogy az  $\frac{N_{ak4}}{N_3}$  faktor éppen amiatt

lép fel, hogy a multivibrátor holtideje nem teljes sullyal jön számításba, hiszen csak a veszélyes oldalzápороk és a holtidő együttes fellépése érdekes. Éppen ezért az árnyékolócső multivibrátorának holtideje kevésbé veszélyes, mint a mérendő csőé.



c./ A jelenlegi készüléknél a holtidő kérdése nincs kielégítően megoldva. További csökkentés folyamatban van, rövid jelű dupla multivibrátorok alkalmazásával.

C.

A készülék esetleg fellépő service hibái szintén okozhatnak téves antikoincidenziát. A service hibák felismerése végett hetenként kontrollméréseket végeztünk. A kontrollméréseknek három fajtáját végeztük el rendszeresen:

- a./ együttfutás mérés;
- b./ egy már jónak talált GM-cső újramérése;
- c./ téves koincidenzia mérés.

Az együttfutás mérés úgy történik, hogy a mérendő csövet nem kapcsoljuk ki teljesen, hanem csak kb. 200 V-ra az indulási feszültség alá helyezzük. Ennél az eljárásnál a nagyfeszültség ellátásában mutatkozó áthatás is kiderül. Az együttfutás mérés biztosít bennünket /az előzőekben indokolt 9 %-os lemaradás figyelembevételével/, hogy a készülék rossz GM-csövet valóban rossznak mér.

Egy előzőleg magas megszólalási valószínűségűnek talált GM-cső ismételt megmérése nem végleges megoldás, folyamatban van olyan kapcsolás kidolgozása, amelynek segítségével egyszerűen imitálni tudunk egy tökéletes GM-csövet. Ez a mérés biztosít bennünket arról, hogy nem mérjük a ténylegesnél rosszabbnak a GM-csőket.

A téves koincidenzia mérés úgy történik, hogy a három koincidenzia cső valamelyikét indulás alatti feszültségre helyezzük, míg a berendezés többi része változatlanul működésképes állapotban marad. Ilyen esetekben egyik számlálónak sem szabad megszólalnia. Ez a mérés a készülék savar iránti érzékenységről és az esetleg fellépő áthatásokról ad tudósítást. Készülékünkkel végzett többnapos mérés azt bizonyítja, hogy a készülékben áthatások nem léptek fel és a savar szűrés is jól van megoldva.

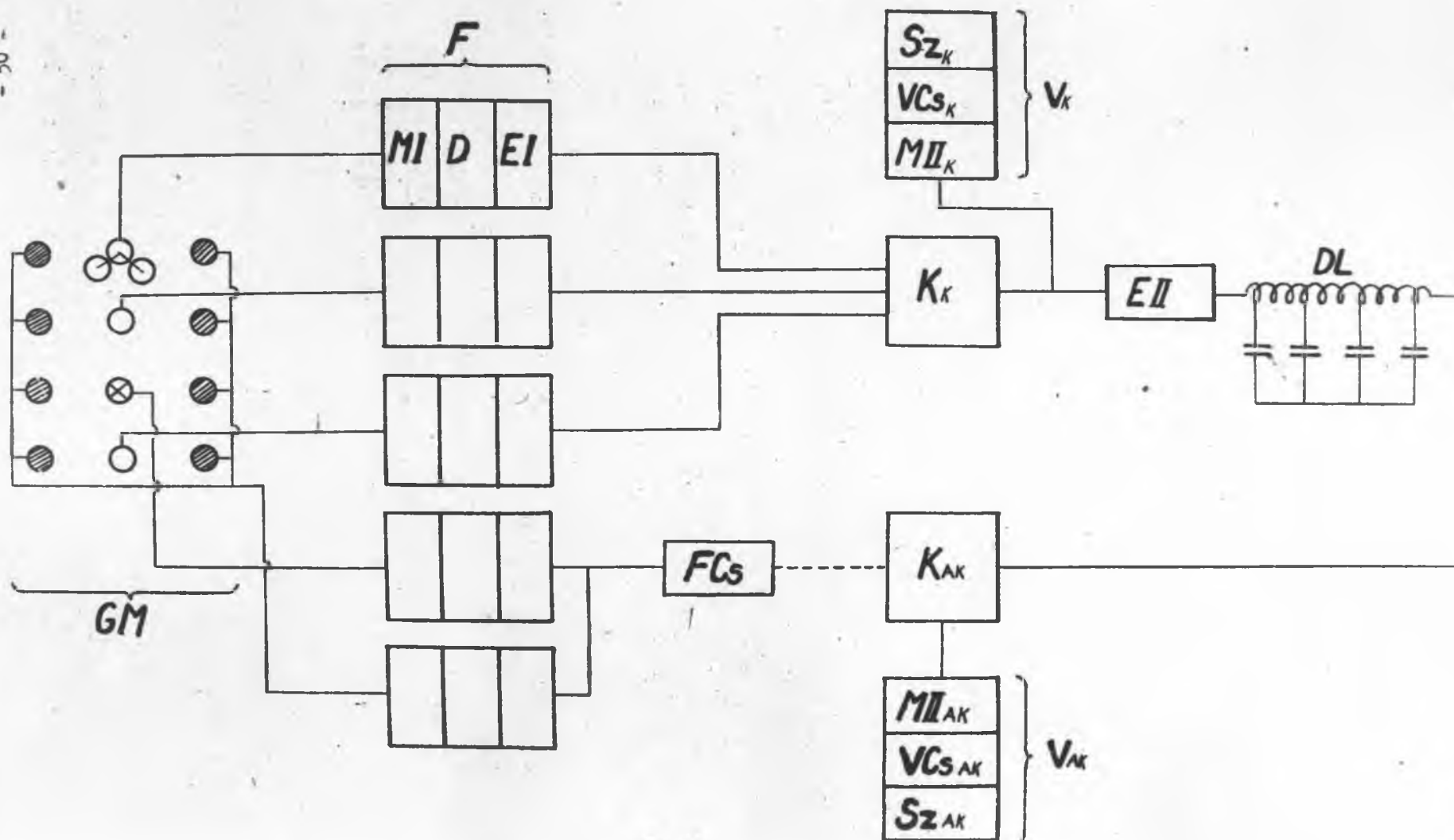
#### IV. Blokk diagramm.

A 7. ábrán vizsgáljuk a készülék blokk diagrammját a következő megjegyzésekkel:

- a./ A felső koincidenzia cső a térszög jobb kihasználása érdekében három párhuzamosan kapcsolt csőből áll.
- b./ A legalsó koincidenzia cső a jó geometria érdekében kisebb és rövidebb átmérőjű, mint a többi.
- c./ A szaggatott vonal azt jelenti, hogy eredmény jelet a kérdéses fokozatból csak a szaggatott vonal mentén terjedő jel hiánya esetén kaphatunk /antikoincidenzia/.
- d./ F formálókör, mely áll MI kioltó multivibrátorból, D differenciáló erősítőből, EI fázisfordító erősítőből.

A koincidenzia formálókörök 2  $\mu$ sec-os negatív, az antikoincidenzia formálókörök pedig 70  $\mu$ sec-

## BLOKK DIAGRAMM



os negatív jelet adnak ki kb. 50 V-os amplitudóval.

K<sub>r</sub> Rossi típusu koincidenencia keverő, mely pozitív kb. 50 V-os amplitudójú jelet ad ki, diszkriminációs tényezője kb. 10.

EII Fázis fordító erősítő, mely egyben a DL késleltető vonalat táplálja. DL segítségével a koincidenencia jelet kb. 1 µsec-al megkésleltetjük, hogy tökéletes antikoincidenencia lefedést érjünk el.

K<sub>ak</sub> Rossi típusu antikoincidenencia keverő, mely Fos fordító-osó után kap pozitív kioltó jelet.

V Végfokozat, mely áll MII jelhosszabbító multivibrátorból, Vos végsőből és Sz telefonszámlálóból.

## V. Mérések a készülékkel.

Intézetünkben jelenleg három készülékkel mérünk üzemszerűen GM-csőveket. A csőveket 24 órai előzetes feszültség alatt való tartás után helyezzük csak a készülékbe. Oszcillográf és nagyfeszültségmérő /előtét ellenállásos Orivohm/ segítségével megmérjük az indulási feszültséget, majd 20 perces mérésekkel megmérjük a megszólalási valószínűséget indulás felett 50, 100, 150 és 200 V-nál. A feszültség változtatás a nagyfeszültségű anód-pótlóval sorbakapcsolt anódtelepeken történik dugaszolással. A kapott megszólalási valószínűségeket a négyzetgyökös hibával együtt grafikusán ábrázoljuk. Egy készülékkel átlagban naponta 4 GM-csővet tudunk kimérni.

Végül még egy mérést közlünk:

Felváltva mértünk egy GM-csővet munkapontban /"A"/ és begerjesztett állapotban /"B"/. Az eredmény alább látható:

	"A"		"B"
N <sub>3</sub>	N <sub>ak</sub>	N <sub>3</sub>	N <sub>ak</sub>
549/10 perc	1/10 perc	881/10 perc	650/10 perc
538	4	536	385
548	4	502	389
543	3	509	384
<u>558</u>	<u>2</u>	<u>438</u>	<u>342</u>
átlag-			
ban 547	2,8	573	430

tehát a megszólalási valószínűség

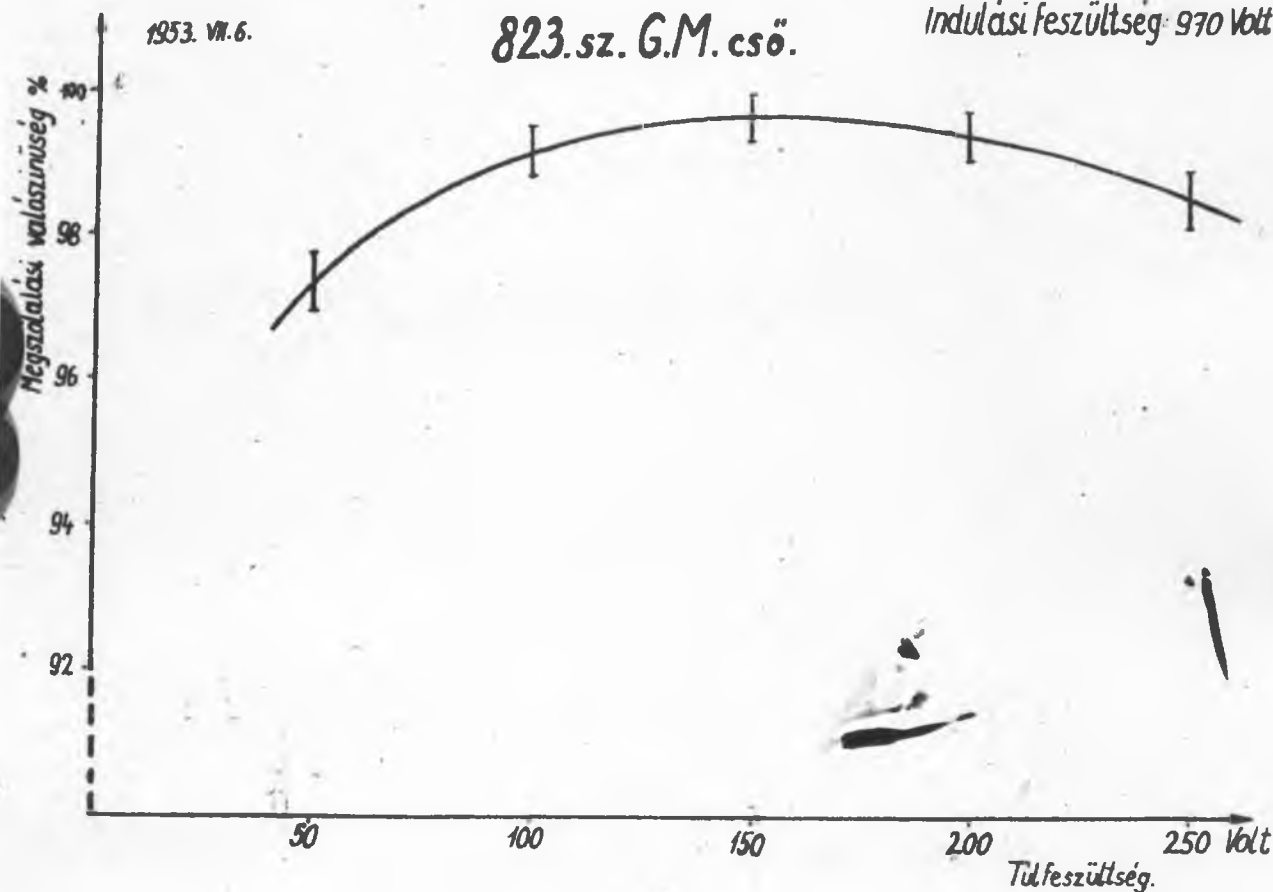
munkapontban  $99,4 \pm 0,1 \%$   
gerjesztve  $17 \pm 2 \%$

A 8. ábrán az intézetünkben üzemszerűen felvett megszólalási valószínűség karakterisztikák egy tipikus példányát rajzoltuk fel. A 9. ábrán 50 darab nem nagyon eltérő időpontban felvett GM-cső karakterisztika összesített eredményét láthatjuk, a megfelelő hibákkal együtt. Ha az antikoincidenenciák középértékétől való eltérések négyzetösszegét képezzük az egyes feszültségekre, akkor a GM-csővek egyéni és a mérés statisztikus szó-

1953. VII. 6.

823.sz. G.M. cső.

Indulási feszültség: 970 Volt.



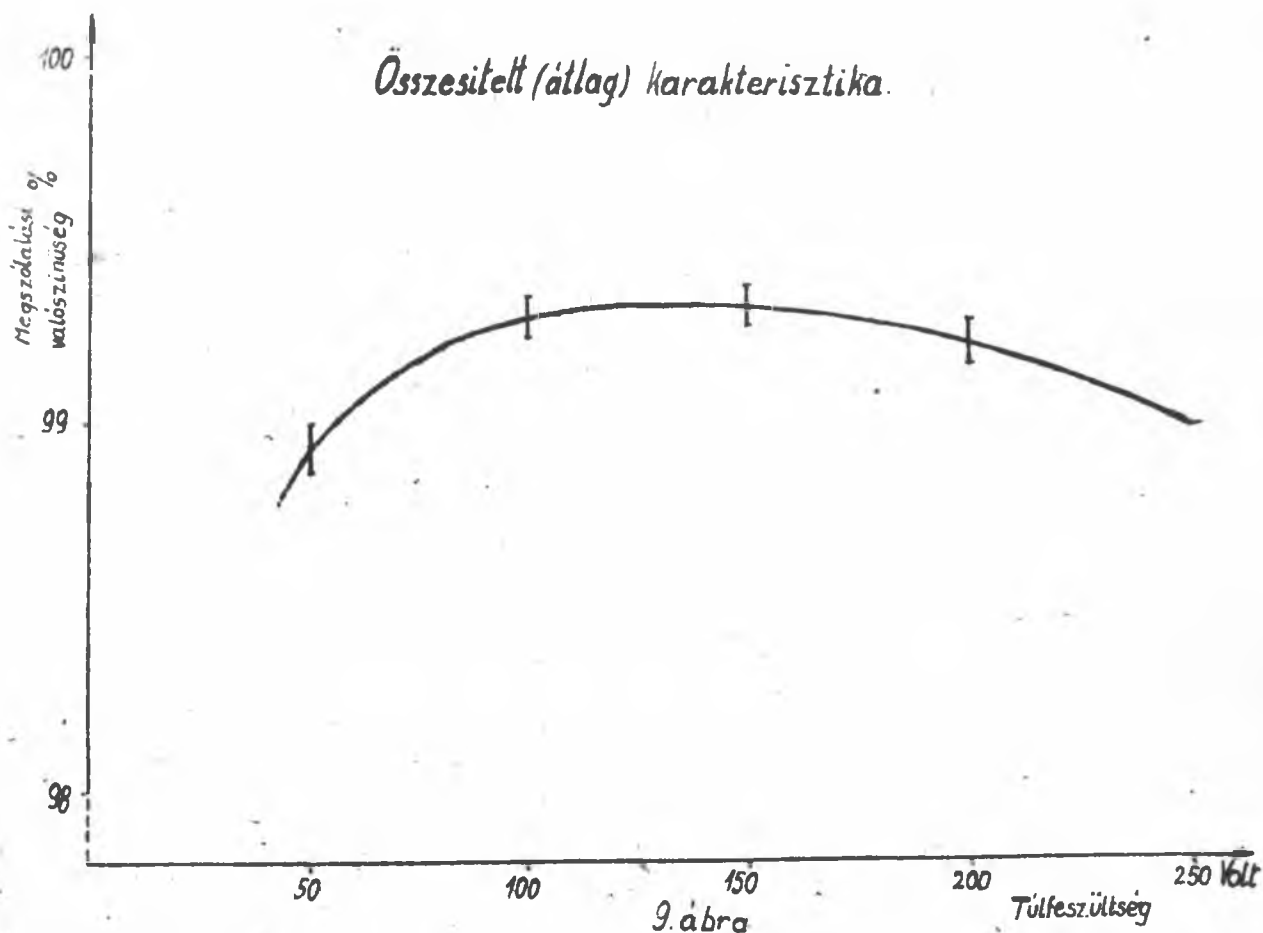
8. ábra.

a 10. ábrán, melyen az eltérő satirozási részek különböztetik meg a csövek egyéni és a mérés statisztikus szórását. Az eredmény azt mutatja, hogy a különböző GM-csövek megszólalási valószínűsége 150 V-os tul.feszültség mellett alig tér el a éppen ezért ezt a pontot célszerű munkapontnak választanunk, ami mellett egyébként a megszólalási valószínűség maximális értéke is szól. Más tul.feszültségeknél a szórásnak a GM-csövek egyéni tulajdonságaitól származó része nagyobb.

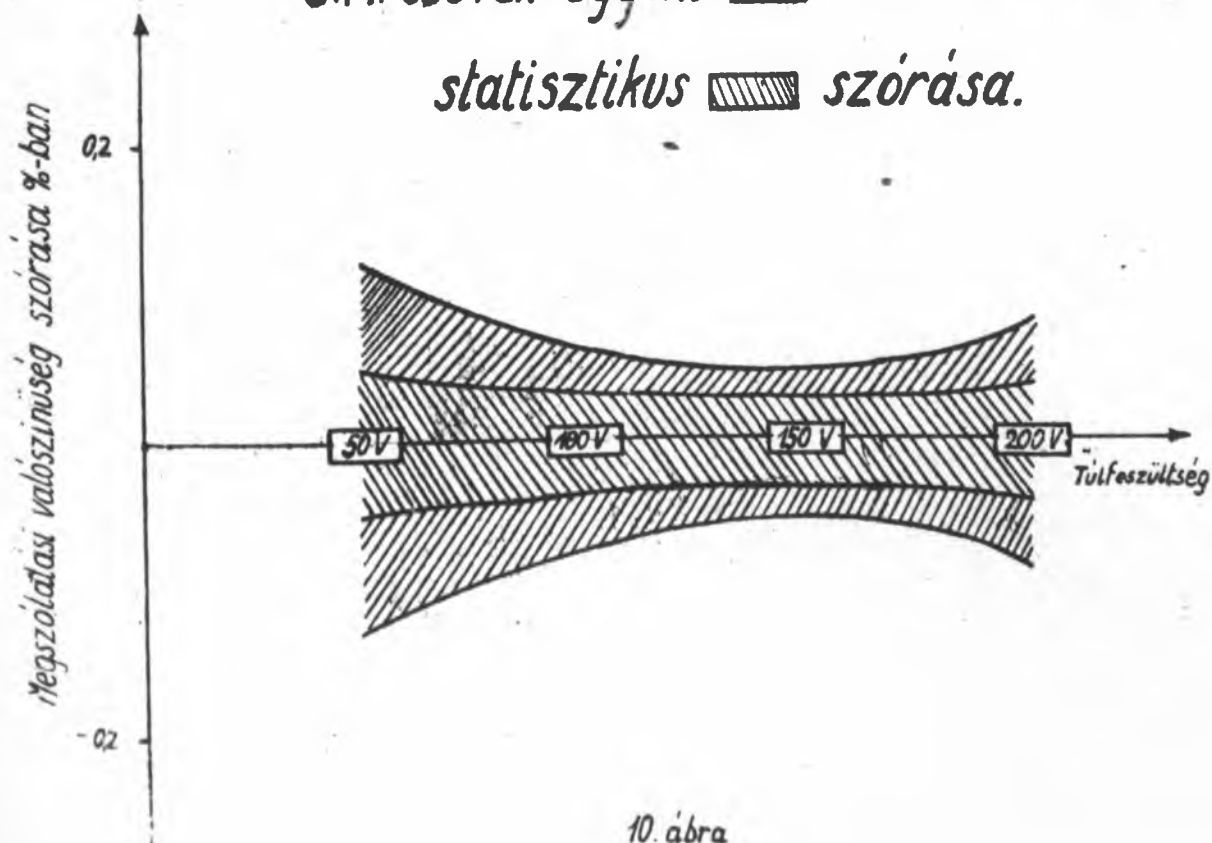
Az 50 GM cső összesített mérési eredményeit az alábbi táblázatban foglaljuk össze:

	$N_3$	$N_{ak}$	eltérés négyzet	megszólalási valószínűség
50 V	59668	666	2,597	$98,76 \pm 0,048 \%$
100 V	60,358	442	1,011	$99,19 \pm 0,039 \%$
150 V	59,470	381	497	$99,29 \pm 0,037 \%$
200 V	59,691	486	1,405	$99,10 \pm 0,041 \%$

# Összesített (átlag) karakterisztika.



## G.M. csövek egyéni és a mérés statisztikus szórása.



A jelenlegi készülékek előzetes kísérletnek tekinthetők. A közeljövőben megkezdjük egy új GM-mérő építését, amelyen több lényeges konstrukciós és szerelési módosítást kívánunk végrehajtani. A jelenlegi készülék részletes kapcsolási rajzát és elektronikus működésének közelebbi leírását a közeljövőben közöljük. A mérési adatok kiértékelésénél általában meggyőződünk arról, hogy a beütésszám ingadozása valóban normális fluktuációt mutat-e. Erre vonatkozólag is fog egy közlemény megjelenni.

Ezúton mondunk köszönetet FENYVES ERVIN önálló kutató kartáranak értékes tanácsaiért; BÉKÉSSY ANDRÁS kutató kartáranak a GM-osó mérési módszerek pontosságával kapcsolatos számításért; ZÁRTOS ALAJOS műszerész kartáranak a készülék építéséért, üzemeltetéséért és a service munkák terén tanúsított önálló és ambiciózus munkájáért; továbbá HALMOS LÁSZLÓNÉ laboráns kartársnőnek az üzemsszerű mérés lelkiismeretes, rendszeres munkájáért és az adatok feldolgozásáért.

Érkezett: 1953.szept.18.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A kiterjedt légizáporok jelenlegi problémái

Írta: Jánossy Lajos

Kísérleti eredmények

Két, három vagy több számlálócső koincidenca-kapcsolásban akkor is koincideneciákat regisztrál, ha a csövek több méternyi távolságban állanak egymástól. Ezeket a koincideneciákat az ugynevezett kiterjedt légizáporok hozzák létre. Nagyszámu részecske egyszerre esik a számlálóberendezésre, és ha minden számlálócsőre legalább egy részecske esik, akkor a berendezés koincideneciát jelez.

Az egyes záporok sűrűsége nagyon is különbözik. Ezt egyszerűen meg lehet állapítani pl. a következő Ferretti és Cooconi-től származó módszerrel.<sup>1/</sup>

Képzeljünk el egy n-szeres koincidenca-rendszert, amelyik n számlálócsőből áll, mindegyiknek S legyen az érzékeny területe. Tegyük fel, hogy erre a berendezésre egy légizápor esik, amelynek átlagos sűrűsége x részecske egységnyi területen. Továbbá tegyük fel, hogy a részecskék a zápor területén véletlen eloszlást mutatnak. Annak a valószínűsége, hogy egy részecske se érjen egy adott számlálócsövet,  $e^{-Sx}$ . Annak valószínűsége pedig, hogy legalább egy részecske találja a számlálócsövet,  $1 - e^{-Sx}$  és annak a valószínűsége, hogy a zápor egy n-szeres koincideneciát okozzon

$$P_n(x) = (1 - e^{-Sx})^n$$

/1/

Legyen az  $x$  és  $x + dx$  közötti sűrűségű záporok száma percenként  $D(x)dx$ , akkor az  $n$ -szeres koincidenciák száma

$$p_n(S) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^n D(x) dx \quad /2/$$

/2/-t mint integrálegyenletet lehet felfogni.  $p_n(S)$ -t empirikusan meg lehet állapítani és  $D(x)$  az ismeretlen függvény.

Goocconi és később mások kísérletileg megállapították, hogy

$$p_n(S) = A_n S^{\gamma} \quad /3/$$

$\gamma \sim 1,5$  és  $A_n$  nem függ  $S$ -től. /2/-nek a megfelelő megoldása

$$D(x) = Bx^{\gamma+1} \quad /4/$$

/3/-at és /4/-et /2/-be bevezetve a következő egyenletet kapjuk  $\gamma = Sx$ :

$$A_n = B \int_0^{\infty} (1 - e^{-y})^n \frac{dy}{y^{\gamma+1}} \quad /5/$$

A fenti integrál divergens, ha  $n = 1$ . A divergenencia abból származik, hogy a /4/ spektrumban az alacsony sűrűségű záporok végtelen sok részecskét tartalmaznak. /4/ persze csak közelítőleg igaz, és kis  $x$  értékeknél  $D(x)$  értékeinek lényegesen a /4/ által megadott érték alá kell esni. Ez azt is jelenti, hogy /3/ nem lehet érvényes bármilyen nagy  $S$  értékre; viszont kísérletileg /3/ érvényességének határát eddig még nem sikerült megállapítani; mindenesetre /3/ jól megközelíti a kísérleti eredményeket, ha  $S$  néhány  $\text{cm}^2$ -ről néhány ezer  $\text{cm}^2$ -re nő.

### A sűrűségi spektrum értelmezése

A sűrűségi spektrumot, amit /4/ fejez ki, meg lehet érteni, ha feltesszük, hogy a kiterjedt záporok nagy elektron-foton kaszkádok. Egy primér elektron fotonokat bocsát ki, ezek pedig elektronpárokat hoznak létre.

A következő táblázatban összeállítottuk, hogy kb. mennyi részecske várható egy kaszkádban, tengerszint magasságban, ha a kaszkád az egész atmoszférán keresztül fejlődött.

Táblázat

Primer energia eV-ben...	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$	$10^{16}$	$10^{17}$
Szekunder elektronok....	2	100	3000	90 000	$10^6$	$2 \cdot 10^7$
Átlagos sűrűség elektron/ $\text{m}^2$			0,3	9	100	2000

A sűrűséget azzal a feltevéssel számítottuk ki, hogy a zápor tengerről magasságon körülbelül  $10\ 000\text{ m}^2$  területre terjed ki. A kaszkádelmélet ilyen nagyságrendű kiterjedést követel egy tiszta kaszkád-zápor esetében.

Az a számlálócső-készülék, amelyben az egyes csövek területe körülbelül  $1000\text{ cm}^2$ , főleg olyan záporokat fog jelezni, amelyek  $\text{m}^2$ -enként több mint 10 részecskét tartalmaznak; vagyis a táblázat szerint olyan záporokat fog jelezni, melyek primérjeinek több mint  $10^{15}$  eV energiája van. Egy készülék, melynek csövei  $10\text{ cm}^2$  nagyságúak,  $10^{17}$ -nél nagyobb primér energiájú záporokra súl ki. Tehát gyakorlatban főleg olyan záporokat észlelünk, melyek primér energiái  $10^{15}$ - $10^{17}$  eV intervallumban találhatók.

A záporok abszolút számából ki lehet számítani, hogy hány primér elektronnak van  $10^{15}$ - $10^{17}$  eV energiája. Az ilyen módon számított primérek számának nagyságrendje más tapasztalattal is összehangolható. A primér spektrum és intenzitás ismeretes  $3 \cdot 10^9$ - $10^{10}$  eV körül. Feltesszük ebből a célból, hogy az energiaspektrum alakja a következő:

$$T(E) = T_0/E^\beta \quad \beta \sim 1,8 \quad /6/$$

$T(E)$  azon részecskék száma, melyek energiája nagyobb, mint  $E$ . Az ismert  $10^{10}$  eV tájéktól extrapolálhatunk a  $10^{16}$  eV tájékra a /6/ segítségével is. Így azt találjuk, hogy nagyságrendileg ugyanazt az intenzitást kapjuk, mint a kaszkádszámítással.

Továbbá megjegyezzük, hogy a /4/ és a /6/ egyenletek nagyon hasonlóak. Részletesebb kaszkád-számítással ki lehet mutatni, hogy ez a hasonlóság nem véletlen, minthogy a sűrűségi spektrum az energiaspektrummal egyszerű összefüggésben áll.<sup>2/</sup>

A kaszkádfelfogás tehát a záporok intenzitását és sűrűségi spektrumát egyszerűen magyarázza. Továbbá - és ezt itt nem tudom részletesen kifejteni - a kaszkád-felfogás a záporoknak a magassággal való szaporodását is jól magyarázza. Ezeket a jelenségeket tehát úgy lehetne magyarázni, hogy a kiterjedt záporok nagy elektron-foton kaszkádok, melyeknek nagy része  $10^{15}$ - $10^{16}$  eV energiájú primérektől származik.

Annak ellenére, hogy a kaszkád-elmélet az eddig tárgyalt tüneteket jól magyarázza, valószínű, hogy a kiterjedt záporok mégsem tiszta kaszkádok. Hogy ezt kimutassam, még egy jelenség-csoportot kell megvizsgálni.

#### Athatóló részecskék

A kaszkádelmélet szerint egy légizáport úgy kell elképzelni, hogy a nagyenergiájú elektronok és fotonok mind a zápor tengelye körül koncentrálódnak egy nagyon szűk területen. A zápor nagyobb része kis energiájú elektronokból és fotonokból áll. Ezek az elektronok és fotonok a zápor tengelyéből származnak.



A kisebb energiájú elektronok és fotonok rövid úton elnyelődnek, de új elektronok és fotonok, melyek később bocsátódtak ki a tengelyből, az elnyelt részecskéket helyettesítik. Ennek a fellogának helyességét egyszerűen be lehet bizonyítani a következő módon. Ha egy számlálócső-berendezés csöveit abszorbenssel letakarjuk, akkor úgy találjuk, hogy a kisülések száma csökken. Ez a csökkenés aránylag nagyobb, mint az a csökkenés, melyet akkor észlelünk, ha pl. a barometrikus nyomás az abszorbens vastagságának megfelelően nő, és az egész zápornak egy vastagabb levegőrétegen kell áthatolnia. A barometrikus változás főleg a zápor tengelyére hat, és ezért az abszorpció a nagy energiájú részek abszorpcióját mutatja - egy helyi abszorbens viszont pontosan azokat a részecskéket befolyásolja, amelyek közvetlenül a csövekre esnek. Ha ezek a részecskék elnyelődnek, nem kaphatnak utánpótlást a zápor messze lévő tengelyétől.

A záporok helyi abszorpció gőrbéje azt mutatja, hogy a záporok nagy töredéke elnyelődik, ahogy ez elektronoknál és fotonoknál várható. Ezt a pontot véglegesen tisztázták Occhialini és Schönborg észrevétele segítségével, mégpedig azzal, hogy a fotonok  $10^6$  eV körül csak kevésbé nyelődnek el, minthogy ilyen energiájú fotonok számára a Compton-effektus már nem, a párképzés pedig még nem fontos.

A kiterjedt záporok helyi abszorpció gőrbéje 10 cm Pb-ig a kaszkád-elmélettel összhangban van. Viszont nagyobb abszorbens rétegek alatt a részecskék 2 % a megmarad. Ez a 2 % nyilvánvalóan nem elektronokból áll. Valószínű, hogy e részecskék legalább részben mezonok és nukleonok.

### Az áthatoló részecskék vizsgálata

Az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumát ugyanolyan módon lehet megállapítani, mint az összes részecske spektrumát. Ezt egy abszorbenssel letakart koincidencia készülékkel lehet keresztlátni. Ilyen kísérletek hosszadalmasak, minthogy kis intenzitások szerepelnek. Az eddigi kísérleti eredmények azt mutatják, hogy az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumát is egy /4/-hez hasonló kifejezéssel lehet megközelíteni.

Az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumának megállapításánál fontosabb probléma a két spektrum közötti összefüggés megállapítása. Ugyanis fontos lenne azt a  $D(x, y) dx dy$  függvényt meghatározni, amely azoknak a záporoknak számát fejezi ki, melyek  $x$  és  $x+dx$  közötti sűrűségűek, az áthatoló részecskék sűrűsége pedig bennük  $y$  és  $y+dy$  között van.

Két szélsőséges lehetőséget kell tárgyalnunk.

$$/I/ \quad D(x, y) \, dx dy = a(x) b(y) \, dx dy$$

$$/II/ \quad D(x, y) \, dx dy = D(x) \delta(x - y/k) \, dx dy; \quad k \sim 1/50$$

/  $\delta(z)$  a Dirac-féle szinguláris függvény./

Az első lehetőség annyit jelent, hogy a részecskék egymástól független sűrűséggel lépnek fel, a második pedig azt jelenti, hogy a két sűrűség mindig egy pontosan adott viszonyban lép fel.

A valóságban a sűrűségi spektrum /I/ és /II/ között fekszik. Hogy a két sűrűség nem független egymástól, azt egy Chowdhuri által keresztülvitt kísérlet is bizonyítja /azóta több más ilyen kísérletet is végeztek/.

Részletektől eltekintve, ez a kísérlet a következő:

Egy Wilson-kamrát olyan hármas koincidencia berendezés vezérelt, amely kiterjedt záporokra szólalt meg. A számlálócsövek területe nagyobb, mint a Wilson-kamráé és ezért, a Wilson-felvételek statisztikája kis korrekciótól eltekintve, a /4/ sűrűségi spektrumot mutatja. Ez körülbelül azt jelenti, hogy az  $n$  nyomot tartalmazó fényképek relatív száma körülbelül  $n^{-1}$ .

A Chowdhuri-féle kísérletben még egy nagy felületű és 15 cm átmérővel eltakart számlálócső-csoportot is kapcsolnak a készülékhez, és pedig olyan módon, hogy minden felvétel esetén meg lehetett állapítani, hogy az eltakart csövek kisültek-e vagy sem.

A kamra felülete körülbelül  $80 \text{ cm}^2$ , az eltakart számlálócsövek felülete pedig körülbelül  $600 \text{ cm}^2$ . Ez annyit jelent, hogy ha a statisztikai ingadozásoktól pillanatnyilag eltekintünk, akkor a csövekre  $600/80 = 7,5$ -szer annyi részecske jut, mint a kamrára. Ha egy felvétel 6 nyomot mutat a kamrában, akkor  $6 \cdot 7,5 = 45$  részecskét várhatunk a számlálócsövek területén; 45-nek  $2 \sim 1$ , tehát a statisztikai sűrűség-ingadozásoktól eltekintve, egy áthatoló részecskét várhatunk.

Ha a kombinált sűrűségi spektrum formája /II/-höz hasonlít, akkor azt várjuk, hogy  $n \gg 5$  felvételeknél az eltakart csövek majdnem mindig megszólalnak,  $n < 5$ -nél pedig csak kivételesen. Ha pedig a kombinált spektrum alakja /I/, akkor minden  $n$  érték esetében a fényképeknek egy bizonyos állandó töredékét kísérné az eltakart csövek kisülése.

A Chowdhuri-féle kísérlet eredménye azt mutatja, hogy a spektrum minden esetben inkább a /II/-hez hasonlít, mint az /I/-hez. A kísérlet tudniillik azt mutatja, hogy azok a fényképek, amelyek egy, vagy két részecskét mutatnak, azokat ritkán kísérik az eltakart koincidencia kisülések. Viszont koincidenciák kísérik a nagyobb részét azoknak a fényképeknek, melyek több részecskét mutatnak, és ötnél nagyobb részecske-szám majdnem mindig koincidenciával együtt lép fel.

Est a kvalitatív elgondolást a következő módon lehet matematikailag kifejezni. Legyen a Wilson-kamra területe  $K$  és az el nem takart vezérlő hármas koincidencia-csővek területe  $S$ , akkor az  $n$  nyomot tartalmazó felvételek száma:

$$W(n) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^3 e^{-Kx} \frac{(Kx)^n}{n!} D(x) dx \quad /7/$$

$e^{-Kx} \frac{(Kx)^n}{n!}$  a Poisson-féle valószínűség arra, hogy egy  $x$

átlagos sűrűség éppen  $n$  részecskét adjon a kamra területére./

Legyen az eltakart csövek területe  $T$ ; ha az áthatoló részecskék helyi átlagsűrűsége pontosan  $2 \frac{1}{2}$ -a az egész sűrűségnek, akkor a felvételek száma, amelyeket az eltakart csövek kísülése kísér

$$w(n) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^3 (1 - e^{-KTx}) \frac{(Kx)^n}{n!} e^{-Kx} D(x) dx \quad /8/$$

$D(x)$ -t /7/ és /8/-ba lehet helyettesíteni /4/-ből és így  $W(n)$ -t és  $w(n)$ -t numerikusan ki lehet számítani. Chowdhuri eredménye mutatja, hogy az ilyen módon kiszámított értékek a kísérleti eredményekkel összhangban vannak.

Ez az eredmény azt mutatja, hogy a két részecske-csoport erős összefüggésben van. Kísérletek, amelyeket Dublinban elkezdtem és most volt munkatársaim folytatnak, azt mutatják, hogy a valódi  $D(x, y)$  mégsem pontosan /II/-nek felel meg, hanem az  $x$  és  $y$  sűrűségek, bár erős korrelációt mutatnak, mégis részben függetlenek.<sup>4/</sup> Vigyázni kell arra, hogy  $x$  és  $y$  minden esetre csak helyi átlag sűrűséget jeleznek és az igazi részecskék száma egy adott területen Poisson-féle ingadozást mutat, de itt nem erről a függetlenségről van szó.

Sikerült kimutatni, hogy vannak olyan területek egy záporban, melyekben az  $x$  sűrűség majdnem olyan, mint az  $y$  sűrűség.

### Interpretáció

A szoros összefüggés az áthatoló részecskék és puha részecskék között a zápor szerkezetének sajátosságaira mutat. A korreláció legegyszerűbb magyarázata az lenne, hogy az elektronok és fotonok áthatoló részecskéket hoznak létre, és a két csoport egymással egyensúlyban van. Ezt a felfogást egy ideig magam is képviseltem, de közben meggyőződtem róla, hogy ez az álláspont nem helyes. A fő nehézség az, hogy az átlag elektronok és fotonok energiája túlságosan alacsony ahhoz, hogy elegendő áthatoló részecskéket hozhassanak létre.

Valószínű, hogy az áthatoló részecskék a következő módon magyarázhatók:

A tiszta kaszkád-folyamat esetében az elektronokat és fotonokat egy tengely sugározza ki, viszont a valódi folyamatban a mezonok és nukleonok is mind a zápor tengelyéből származnak éppúgy, mint az elektronok és a fotonok. Egy ilyen folyamat megmagyarázhatná az erős korrelációt elektronok és más részecskék között.

A zápor folyamatának részletes értelmezése szerint a következő: A primér egy nukleon /valószínűleg proton/. Ez a nukleon atommagokkal ütközik össze és mezonokat és több nukleont hoz létre. A semleges mezonok fotonokra bomlanak, és ezek elektron-foton-kaszkádokat hoznak létre. A nagyenergiájú szekundárok mind a tengely közelében maradnak, és ott egy komplikált elektron-foton-nukleon kaszkádot képeznek. A tengely kisugárzása pedig a zápornak nagyobb részét képezi. Ebben a részben több elektront és fotont találunk, mint például mezont, azért, mert

az elektronok és fotonok gyorsan szaporodnak, és utána eltűnnek. A mezonok viszont a tengelytől messzebbre távolodhatnak el és azért kisebb sűrűséggel nagyobb területre oszlanak szét. A dublini kísérletekben talált területek, ahol  $x = y$ , valószínűleg példák erre. Ezek oly záporterületek, melyek messze esnek a tengelytől és ezért elektronok és fotonok oda már nem érhetnek.

A nukleon-elektron-kaszád részletei nincsenek még matematikailag kidolgozva. Ezért ezeknek az elgondolásoknak jellege kvalitatív; sok elméleti és kísérleti munkába fog még kerülni a részletek tisztázása.

Megjegyzem, hogy nem meglepő, hogy e záporokat nagyjából mint tiszta elektron-foton-kaszádot interpretálhattuk előadásunk első részében. Ennek az oka a következő véletlen körülmény:

A kaszkád-egység levegőben körülbelül  $40 \text{ g/cm}^2$ , ez körülbelül egyenlő a sugárzó ütközések átlagos távolságával. Viszont a levegőben a nukleonok ütközési keresztmetszete véletlenül éppen ilyen nagyságrendű. Ezért a levegőben /de csak a levegőben/ a nukleon-kaszád és az elektron-kaszád hasonló lépésekben halad.

Összefoglalva felsorolom azokat a problémákat, melyek szerintem jelenleg fontosak.

1. A nukleon-elektron-kaszád elméleti kidolgozása.
2. A záporok  $D(x, y)$  sűrűségi spektrumának térképezése.
3. Annak megállapítása, hogy milyen típusu részecskék szerepelnek a záporokban.

Előadta a szerző a M.Tud.Akad. III.osztályának  
1950. nov. 27.-i ülésén.

#### Irodalom

- 1/ Cocconi, Loverdo, Tongiorgi: Nuovo Cim. IX 1 /1944/, 314;  
2 /1944/, 1.
- 2/ Skobelzyn: C. R. USSR 37 /1942/, 141; 42 /1944/, 388;  
44 /1944/, 142.
- 3/ B. Chowdhuri: Nature 161 /1948/, 680.
- 4/ McCusker: C.B.A. Proc. Ir. Ac. sajtó alatt.

## KOSMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

### A kiterjedt légiszáporok sűrűség spektrumának mérése.

Irta: Koos József, Sándor Tamás, Somogyi Antal, Szivek János

A Kosmikus Sugárzási Osztályon a kiterjedt légiszáporokra vonatkozó kutatások JÁNOSSY professzor által az Akadémiai Ünnepi Hétén tartott előadásban<sup>1/</sup> kitűzött irányelvek alapján indultak meg. A program kísérleti része első lépésben a száporok sűrűség spektrumának részletes meghatározását tűzte ki célul. A teljes /azaz a lágy- és kemény komponens is magábanfoglaló/ sűrűség spektrum kimérése 320 cm<sup>2</sup>-től 3200 cm<sup>2</sup>-ig terjedő nagyságu felületekkel megtörtént.

Maga a mérés és annak eredménye nem új.<sup>1/2/</sup> Kiindulópontját képezi azonban az osztályunkon folyamatban lévő nagyobb szabású programnak s az elért eredmények ebből a szempontból értékelendők.

Jelölje  $x$  a szápor átlagsűrűségét,  $D(x) \cdot \Delta x$  az  $x$  és  $x + \Delta x$  közötti átlagsűrűségű száporok számát az időegység alatt,  $p_4(S)$  a négy, egyenként  $S$  felülettel négyes koincidenenciában észlelt száporok számát az időegység alatt. Ismeretes<sup>1/2/</sup>, hogy

$$p_4(S) = \int_0^{\infty} [1 - \exp(-Sx)]^4 D(x) dx \quad \dots \quad /1/$$

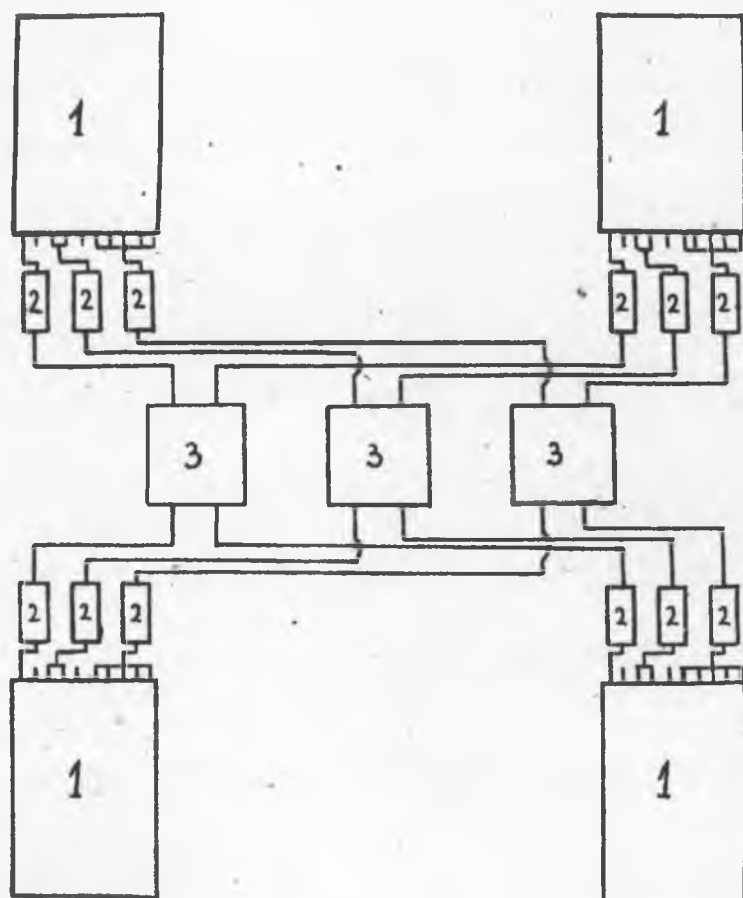
A mérés közvetlen célja a  $p_4(S)$  függvény kimérése, majd ennek alapján /1/ segítségével  $D(x)$  kiszámítása volt.

A kísérleti berendezés blokkdiagramját az 1. ábra tünteti fel.

Egy sorozatban tíz, egyenként 320 cm<sup>2</sup> érzékeny felületű GM cső van. A formálókörök egységesítik és meredekítik a GM csövek jeleit: 2  $\mu$ sec hosszúságu négyezőjelekké alakítják azokat. Minden GM cső-sorozat mellett három formálókör van, hogy egymástól független három csoportba lehessen osztani a GM csöveket s így egyszerre három különböző nagyságu felülettel lehessen mérni.

A formálókörök jelei egy négyesatornás koincidenencia-fokozatba kerülnek, amelynek felbontóképessége  $2,5 \pm 0,5 \mu$ sec. A berendezés elektronikus részéről külön cikk fog beszámolni.

Eddig négy különböző nagyságu felülettel végeztünk méréseket: egy-egy GM cső-sorozatban 1, 2, 5 ill. 10 csővel. Mindenkori négy azonos sortozatot helyeztünk el  $8,6 \times 9,9$  m nagyságu téglalap négy sarkában és mindig négyes koincidenenciákat regisztráltunk. Az egész berendezés egy fabarakban nyert elhelyezést, a tető anyaga fa, vastagsága átlag 5 cm, a GM csövek a tető alatt 2,7 m-nyire voltak elhelyezve. Tengerszintfeletti magasság 410 m.



1. ábra.

A kísérleti berendezés blokkdiagrammja. Az ábra három független mérés egyidejű végrehajtását mutatja: 1, 2 és 5 GM csőből álló felületekkel.

1: GM cső-sorozatok, 10-10 GM csőből

2: Formálókörök

3: Koincidencia- és regisztráló berendezések.

Az észlelési adatokat a mellékelt táblázatok tüntetik fel.

GM csövek száma egy sorozatban	Egy sorozat érzékeny felülete $\text{dm}^2$	Az észlelés időtartama óra	Az észlelt záporok száma	Átlag $n^{-1} p_4$	Átlagos légnyomás hgm
1	3,2	65,2	169	$2,6 \pm 0,2$	732
		22,0	51	$2,3 \pm 0,3$	731
		12,7	34	$2,7 \pm 0,5$	730
		16,2	48	$3,0 \pm 0,4$	726
		23,2	54	$2,3 \pm 0,3$	723
		23,9	76	$3,2 \pm 0,4$	727
		<u>16,1</u>	<u>43</u>	<u><math>2,7 \pm 0,4</math></u>	<u>727</u>
		Összesen: 179,3	475	Átl: $2,65 \pm 0,13$	728

GM oszlopok száma egy sorozatban	Egy sorozat. érzé-keny felülete, dm <sup>2</sup> S	Az észlelés időtartama óra	Az észlelt záporok száma	Átlag h <sup>-1</sup> p <sub>4</sub>	Átlagos légnyomás hgmm
2	6,4	42,8	320	7,5 ± 0,4	722
		15,9	97	6,1 ± 0,6	728
		Összesen	417	Átl: 7,1 ± 0,35	724
5	16,0	17,3	505	29,2 ± 1,3	723
		18,1	512	28,2 ± 1,3	721
		16,1	496	30,8 ± 1,4	723
		19,0	485	25,5 ± 1,2	728
		44,6	926	20,7 ± 0,7	729
		18,7	416	22,2 ± 1,1	731
		45,0	1098	24,4 ± 0,8	727
		Összesen	4438	Átl: 24,8 ± 0,4	727
10	32,0	18,0	1229	68,3 ± 2,0	721
		42,2	2852	67,7 ± 1,3	723
		17,8	1184	66,6 ± 2,0	724
		Összesen	5265	Átl: 67,2 ± 0,9	723

Az óránkénti beütésszám-átlagokat /p<sub>4</sub>/ a felület /S/ függvényében kettős logaritmikus skálán a 2. ábra tünteti fel.

A négy pont szemelláthatólag egy egyenesbe esik, ami arra mutat, hogy a p<sub>4</sub>(S) függvény

$$p_4(S) = k \cdot S^\gamma \quad \dots \quad /2/$$

alakba írható, ahol k is és γ is állandó /független az S-től/. A k konstans a továbbiakban γ α<sub>4</sub> x<sub>0</sub><sup>γ</sup> alakban írjuk fel, ahol

$$\alpha_4 = \int_0^\infty [1 - \exp(-z)]^4 \cdot z^{-\gamma-1} dz \quad \dots \quad /3/$$

Tehát

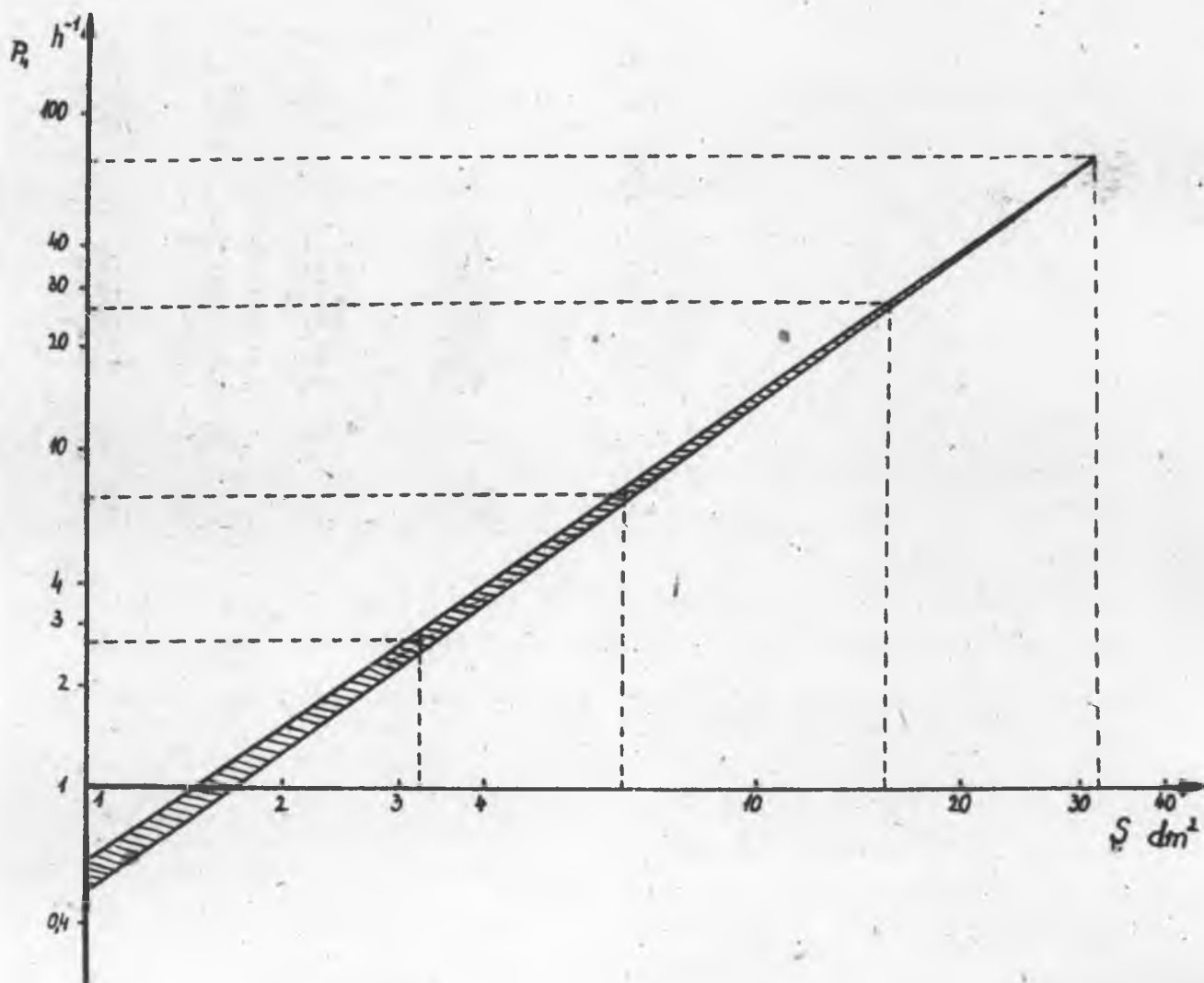
$$p_4(S) = \gamma \alpha_4 (S x_0)^\gamma \quad \dots \quad /4/$$

A /2/ egyenlet konstansait a 2. ábra alapján grafikusán határozza meg

$$p_4(S) = (0,54 \pm 0,07) S^{1,40 \pm 0,04} \quad \dots \quad /5/$$

/S dm<sup>2</sup> -ben, p h<sup>-1</sup> -ben mérve/, míg a legkisebb négyzetek módszerével

$$p_4(S) = (0,52 \pm 0,01) S^{1,40 \pm 0,01} \quad \dots \quad /5a/$$



2.ábra.

Négy, egyenként  $S$  felületű számlálócsőrendszerrel négyes koincidenzában óránként észlelt kiterjedt záporok száma.

Kevés pontból lévén szó, a grafikus eljárás a reálisabb.

/3/ alapján

$$\alpha_4 = 0,469$$

és

$$x_0 = 0,87 \quad \text{dm}^{-2} \text{ h}^{-1} \frac{1}{\gamma}$$

$p_4(S)$  /4/ alatti értékével az /1/ integrálegyenletből a differenciális spektrum:

$$D(x) = \gamma x_0^\gamma / x^{\gamma+1} = 1,4 \cdot 0,87^{1,4} / x^{2,4}$$



és az integrálspektrum /az  $x$  -nél nagyobb sűrűségű záporok száma óránként/

$$H(x) = (x_0/x)^{\gamma} = (0,87/x)^{1,40}$$

Hasonló eredményre jutottak más szerzők is. Például Cocconi, Loverdo és Tongiorgi<sup>3/</sup> 120 m-el a tenger színe felett az integrálspektrumot /dm és óra egységekre átszámítva/

$$H(x) = (0,65/x)^{1,46}$$

nak mérték, míg 2200 m tengerszintfeletti magasságban

$$H(x) = (2,7/x)^{1,55}$$

eredményre jutottak. Az általunk mért  $x_0 = 0,87$  érték 410 m tengerszintfeletti magasságnak felel meg, a megegyezés tehát igen jónak mondható. Figyelembe kell venni ugyanis, hogy az  $x_0$  kiszámítása a  $\gamma$  kitevő pontatlansága miatt csak meglehetősen nagy hibával lehetséges.

A kísérleti berendezést a legszigorubb ellenőrzőméréseknek vetettük alá. A tulajdonképpeni méréseket addig nem kezdtük meg, amíg több napon át tartó megfigyelésekkel /a négy GM cső-csoport egyike 200 V-al indulás alatt tartva/ meg nem győződünk arról, hogy a berendezés külső zavarokból eredő impulzusokra érzéketlen /egyetlen koincidenziát sem számol/.

A mérés tartama alatt naponként ellenőriztük a berendezést oly módon, hogy a GM cső-sorozatokat pontosan függőleges irányban egymás fölé helyezve mértük a négyes koincidenziák számát. Ebből a célból a GM cső-sorozatok és a huzalozás úgy voltak felépítve, hogy a sorozatok könnyen mozgathatók legyenek, másrészt gondoskodás történt, hogy az egymás fölé helyezés mindig azonos elrendezésben valósuljon meg. Az ily módon mért koincidenzia-számoknak - a barométer- és hőmérsékleti effektusoktól eltekintve - a statisztikus hibák határain belül meg kell egyezniük. Ez utóbbiak igen kicsinyek, mert tíz csőből álló sorozatokkal, az adott elrendezés esetében percenként 1000 a koincidenziák száma. Egy óráig tartó mérés esetén a statisztikus hiba tehát 0,4 % körül van.

Ez az ellenőrzési módszer, amit tudomásunk szerint JÁNOSSY és munkatársai alkalmaztak először, igen érzékeny a berendezés hibáira és különösen a GM-csővek kifogástalan működését ellenőrzi igen élesen. Egyetlen GM cső begerjedése a percenkénti koincidenzia-számot kb. 10 %-kal csökkenti. Mellék-eredményként pedig a módszer a teljes kozmikus intenzitás értékét és barométer-együtthatóját szolgáltatja nagy pontossággal.

Köszönetet mondunk JÁNOSSY professzornak a mérések irányításáért, továbbá SCHNIERER JÓZSEF és ZUPALL LAJOS elektroműszerészeknek az elektronikus készülékek gondos kivitelezéséért, és BAKOS JÓZSEF egyetemi hallgatónak a mérésekben való segédkezéséért.

#### Irodalom:

- 1/ Jánossy, M.T.A.Term.tud.Oszt.Közl.I.1./1951/,3.
- 2/ Cocconi, Loverdo, Tongiorgi, Nuovo Cim. 1, /1943/, 314.
- 3/ Cocconi, Loverdo, Tongiorgi, Nuovo Cim. 3, /1946/, 50.

Érkezett: 1953.szept.19.

### AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

#### Reflex oszcillátorok.

Irta: Faragó Péter és Groma Géza

Összefoglalás. A reflex klisztron és a Barkhausen-Kurz oszcillátorok mechanizmusát összehasonlítva, azt találtuk, hogy a kétféle oszcillátor lényegében megegyezik. Mindkettő olyan visszacsatolt oszcillátor, amelyben egyetlen nagyfrekvenciás erőtér gondoskodik az elektronok fázisfokuszálásáról és ugyanez veszi fel az elektronok kinetikus energiájának egy részét. A visszacsatolást egy állandó intenzitású visszatérítő elektromos erőtér biztosítja. A két oszcillátortípus minden különbségét meg lehet magyarázni azzal, hogy a reflex klisztronban a nagyfrekvenciás kölcsönhatási tér el van választva az állandó visszatérítő erőtértől, a Barkhausen-Kurz oszcillátorban pedig a kettő egymásra van superponálva. Ezen eltérés főbb következményeit kvantitativ is tárgyaljuk.

#### Bevezetés.

Pierce egy dolgozatában<sup>1/</sup> főleg kvalitatív, de igen világos képet ad a reflex klisztronok működéséről. A reflex oszcillátort olyan oszcillátorként definiálja, "amelyben egy elektronnyaláb két elektróda közötti nagyfrekvenciás longitudinális téren megy át, ebből egy negatív elektróda visszatérítő terébe, mint kifutó térbe jut és végül ismét visszatér a két említett elektróda közötti nagyfrekvenciás térbe." Az idézett dolgozat ebbe a kategóriába sorozza a Barkhausen-Kurz oszcillátort is, mintegy példát a "rég" reflex oszcillátorra, a reflex klisztront pedig "modern" reflex oszcillátornak tartja. Piercenek ez a felfogása nagy vitát váltott ki abban az időben.<sup>2/</sup>

Kétségtelen, hogy - mint Condon mondta - nehéz lenne a két oszcillátor történetét kutatva közös származásukat kinyomozni. Sőt egyenesen azt mondhatjuk, hogy - mint Woddyard is hangsúlyozta - "a reflex klisztron fejlődésének semmi köze sincs a Barkhausen

oszcillátorhoz, az előbbi abból a gondolatból született, hogy a közösleges két üreges klisztron önmagára vissza kell hajtani." Valóban nem lehet azt állítani - és maga Pierce sem teszi ezt - , hogy a reflex klisztron a Barkhausen-Kurz oszcillátor továbbfejlesztéséből született.

Piercenek egy másik erősen kifogásolt kitétele az, hogy a sebességmoduláció kifutó térben való fázisfokussálás fogalmát egyszerűen egyszerű kifejezés formának tekinti, amely lehetőséget ad a reflex klisztron működésének egyszerű leírására. Helyesen mutatott rá Harrison, hogy ezek az elvek többet jelentenek új terminológiánál, ezeknek a felismerése és alkalmazása sok és hasznos berendezés kifejlesztését tette lehetővé.

Az elmondottakkal szemben azonban nem értünk egyet Condon ama véleményével, hogy "a két oszó működésének a részletei annyira különböznek egymástól, hogy alig van közös vonásuk". Harrison a reflex oszcillátorok Pierce-féle definícióját és a Barkhausen-oszcillátor működésének szokásos magyarázatát összehasonlítva, diszkrepanciákat talált a kettő között és ezért a Pierce által felvetett analógiát kétségesnek tartja. Ezzel szemben az a véleményünk, hogy nem az analógia érvénytelen, hanem az idézett definíció nem eléggé általános. Ha a reflex oszcillátorokat egy kicsit általánosabban definiáljuk, és pedig a reflektáló erőterben visszatérített elektronok alapvető szerepét kihangsúlyozva, akkor megláthatjuk, hogy az említett diszkrepanciák nem lényeges, hanem csak formális jelentőségűek. Ugyanest lehet mondani a kétféle oszcillátor közti, Hansen által felsorolt különbségekre is.

A két oszcillátor közti analógia szembeötlően látható a Heil és Ebers<sup>3/</sup> által kidolgozott különleges elektronosó példáján. Ez a osó lényegében véve egy Barkhausen oszcillátor, azonban elektronágyúval, tehát jól fókuszált elektronnyalábbal és üregrezonátorral működik, szemben a Barkhausen oszcillátorok klasszikus változataival. Ebers<sup>4/</sup> megadta ennek a osónek az elméletét is, a sebességmoduláció, fázisfokussálás stb. jelenségét tekintve alapvető folyamatoknak.

A jelen dolgozatnak az a célja, hogy a Barkhausen-Kurz, illetve reflex klisztron oszcillátor működésének alapját képező elemi folyamatokat párhuzamosan tárgyaljuk és ezzel megmutassuk egyrészt igen közeli rokonságukat, másrészt azokat a különbségeket, amelyek működési viszonyaikban mégis csak észlelhetők.

### Általános leírás.

Bármely visszacsatolt oszcillátor működését a következőképpen írhatjuk le: Ha elektronok egy egyenfeszültségű gyorsítótérben kinetikus energiára tesznek szert, akkor ezen energiájuk egy részét átadhatják azon nagyfrekvenciás térnek, melyet a kimenő terhelésen lévő feszültségesség hoz létre. A kimenő teljesítmény akkor lehet pozitív, ha egy kívülről betáplált teljesítmény segítségével a nyaláb sűrűségét megfelelő fázisban moduláljuk. Ha a sűrűségmodulációhoz szükséges bemenő teljesítmény egy részének visszacsatolása útján kapjuk a rendszer öngerjesztett oszcillátorként működik. Reflex oszcillátornak, mármint, a kimenő teljesítményt a kimenő

viSSzacsatolt oszcillátorok azon csoportját tekinthetjük, amelyben egyetlen rezgőkör van és a sarkain fellépő feszültségkülönbség által létesített longitudinális erőter kettős szerepet játszik: modulálja a nyaláb sűrűségét, és, mint terhelés, energiát vesz fel az elektronoktól. A visszacsatolást a konstans fékezőtér által visszatérített elektronok hozzák létre. <sup>xx</sup> ugyana-  
 zon a nagyfrekvenciás téren.

Ez a definíció nyilván érvényes a reflex klystronra, amelynek működési elvét a fent említett Pierce-féle "definíció" jól írja le, de érvényes a Barkhausen-Kurz oszcillátorra is.

Mindenekelőtt érdemes megemlítenünk, hogy a rezgések létrejöttére a Barkhausen-féle "elektrontánc" interpretáció<sup>5/</sup> távolról sem teljes: a külső /rezonáló/ kör figyelembevétele nélkül nehezen képzelhető el a helyes fázisrendeződés, amely pedig szükséges ahhoz, hogy teljesítmény leadás létrejöhessen.

A Barkhausen-Kurz oszcillátorhoz tehát szintén tartozik egy rezgőkör, amely a trióda három kivezetése közül bármelyik kettőhöz csatlakozhat. A gyakorlatban vagy a katód és rács, vagy a rács és az anód között szokták elhelyezni. A két eset lényegében megegyezik, működési mechanizmusukban csak lényegtelen eltérések vannak.\* Ez az egyetlen rezgőkör szolgáltatja a nagyfrekvenciás teret, amely létrehozza a tértöltés-sűrűség modulációját és egyben a külső terhelés szerepét is játsza. A visszacsatolást a fékezőtér hozza létre, és így lehetővé teszi a rendszer begerjedését.

Egy lényeges különbség van csak a reflex klystron és a Barkhausen-Kurz oszcillátor között, de ez alapvető fontosságú. A reflex klystronban három egymástól elválasztott tartomány van: az egyenfeszültségű gyorsító tér, a /rövid/ nagyfrekvenciás tér és a fékezőtér, amely egyuttal a csomósodási tér is. A Barkhausen-Kurz oszcillátornál ezzel szemben a nagyfrekvenciás tér superponálódik az állandó terek egyikére, vagy a gyorsító térre, vagy a fékezőre. Ez a különbség a következő lényeges következményeket vonja maga után:

1./ Optimális rezgésfeltételek esetén az elektronnak a fékezőtérbeni futási szöge reflex klystronnál  $2\pi \left(n \frac{1}{4}\right)$ , míg a

Barkhausen-Kurz oszcillátornál  $2\pi / n + \frac{1}{4}$  /.

2./ A reflex klystron hatásfoka lényegesen jobb, mint a Barkhausen-Kurz oszcillátoré.

3./ A Barkhausen-Kurz oszcillátor mind mechanikusan, mind elektronikusan szélesebb sávban hangolható, mint a reflex klystron.

\* Néha mind a katód és rács, mind a rács és anód között van rezgőkör. Ez az eset látszólag nem felel meg a definíciónknak. Azonban a két rezgőkör között nincs csatlakozás, a visszacsatolást itt is az elektronnyaláb hozza létre. Ennek a rendszernek vannak gyakorlati előnyei és hátrányai egyaránt, de mindenestre lényegében megegyezik a fenti két egyszerű esettel, amelyek egyikét kvantitativ is tárgyalni fogjuk.

<sup>xx</sup> mikor másodszor is áthaladnak

### Elektronmozgás a kétféle csőben.

Ezen fejezetben jóformán csak reprodukálni fogunk olyan eredményeket, amelyek részben kézikönyvekből jól ismertek, részben pedig Ebersnél<sup>4/</sup> megtalálhatók. Ugy csoportosítjuk azonban ezeket, hogy a Barkhausen-Kurz oszcillátor és a reflex klisztron közti analógia szembeötlő legyen.

A két oszcillátortípusra, egymással párhuzamosan, fel fogjuk írni a mozgásegyenleteket és összehasonlítani ezek megoldásait. A Barkhausen-Kurz oszcillátornak ama változatával foglalkozunk, amelynél a rezgőkör a rács és az anód között van, mert ez felel meg a Heill-Ebers-féle csőnek és így felhasználhatjuk az ő kísérleti eredményeket állításaink igazolására.

Egyszerűség kedvéért az elektronok mozgását egy dimenziós problémának tekintjük, planparallel lemezek közti homogén térben, és az elektronok közötti kölcsönhatást elhanyagoljuk és feltesszük, minden elektron csak egyszer halad át a nagyfrekvenciás téren a reflektor felé és egyszer visszafelé.

1.a. és 1.b. ábrák jelöléseit használva a mozgásegyenletek a reflektor térben a következők:

Reflex klisztron esetén:

$$m\ddot{z} = -\frac{e}{D} (V_r + V_o)$$

Barkhausen-Kurz oszcillátor esetén:

$$m\ddot{z} = -\frac{e}{D} [V_r + V_o + V_a \cdot \sin(\omega t + \alpha)]$$

ahol  $\alpha$  a nf. tér fázisszöge a nf. térbe való belépés pillanatában. Ebből az elektron sebessége:

$$z = v'_0 - \frac{eV_1}{mD} t$$

$$z = v'_0 - \frac{e}{mD} \left[ V_1 t - \frac{V_a}{\omega} \cos(\omega t + \alpha) \right]$$

ahol  $V_1 = V_o + V_r$  és  $v'_0 = v(0)$ , vagyis az elektron szélessége a fékező térbe való belépéskor. Az nf. térbe való belépéskor viszont a sebesség /az energia egyenlet alapján  $\frac{1}{2} mv^2 = eV_o$  /:

$$v_o = \sqrt{2 \frac{e}{m} V_o}$$

Tegyük fel, hogy az elektron futási ideje a nf. térben elhanyagolhatóan kicsi a rezgés periódus idejéhez képest.

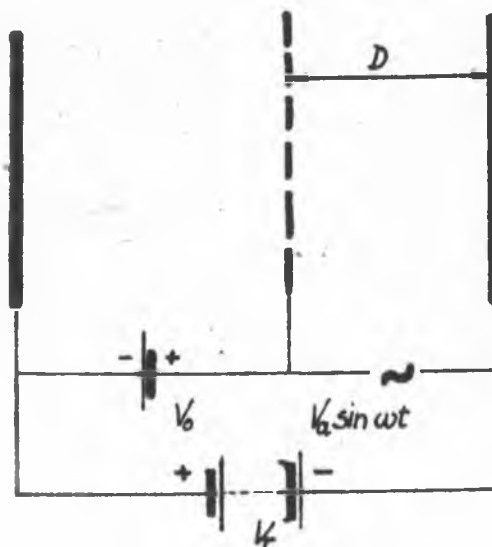
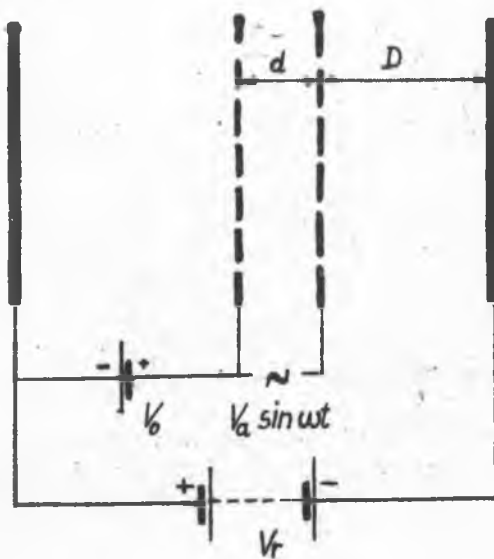
Hasonló feltételezéssel itt nem élhetünk, mivel a nf. tér szuperponálódik a fékezőtérre.

Ezek alapján  $t = 0$  -kor, vagyis a reflektortérbe való belépéskor az elektron sebessége /ismét az energiaegyenlet figyelembevételével/:

$$v_o = \sqrt{2 \frac{e}{m} (V_o + V_a \sin \alpha)}$$

$$v'_0 = v_o$$

Ennek felhasználásával:



1.ábra.

Felső: a reflex klysztron; alsó: a Barkhausen-Kurz oszcillátor tárgyalásához.

$$\dot{z} = v_0 \sqrt{1 + \frac{V_a}{V_0}} \sin \alpha - \frac{eV_1}{mD\omega} (\omega t)$$

$$\dot{z} = v_0 = \frac{e}{mD\omega} \left\{ V_1(\omega t - V_a \cos(\omega t + \alpha)) - \cos \alpha \right\}$$

Egyenletünket integrálva:

$$z = v_0 t \sqrt{1 + \frac{v_a}{v_0} \sin \alpha} - \frac{e v_1}{2 m D \omega^2} (\omega t)^2 \quad /2a/$$

$$z = v_0 t \frac{e}{m D \omega^2} \left\{ \frac{v_1}{2} (\omega t)^2 - v_a [\sin(\omega t + \alpha) + \omega t \cdot \cos \alpha - \sin \alpha] \right\} \quad /2b/$$

Vezessük be az elektronnak a reflektortérbeni futási szögét:  $\theta = \omega T$ , ahol  $T$  a futási idő esen tartományban. A  $v_0$  sebességgel belépő elektron futási szöge, abban az esetben, ha nincs nf. tér:

$$\theta_0 = \frac{2 m D v_0 (\omega)}{e v_1} \quad /3/$$

Ezen kifejezést /2a/ és /2b/-be helyettesítve kapjuk:

$$\frac{\theta_0 \omega}{v_0} z = -(\omega t)^2 + (\omega t) \theta_0 \sqrt{1 + k \sin \alpha} \quad \frac{\theta_0 \omega}{v_0} z = -2 K \sin(\omega t - \alpha) = -(\omega t)^2 + (\omega t) (\theta_0 - 2 K \cos \alpha) - 2 K \sin \alpha$$

ahol

$$k = \frac{v_a}{v_0}$$

ahol

$$K = \frac{v_a}{v_1}$$

Bevezetve a következő új változókat

$$z = (\theta_0 \omega / v_0) z$$

$$z = (\theta_0 \omega / v_0) z - 2 K \sin(\omega t + \alpha) \quad /4b/$$

egyenleteink így alakulnak:

$$z = (\omega t)^2 + A_1 \omega t \quad /5a/$$

$$z = -(\omega t)^2 + A_2 z \omega t + B_2 \quad /5b/$$

ahol

ahol

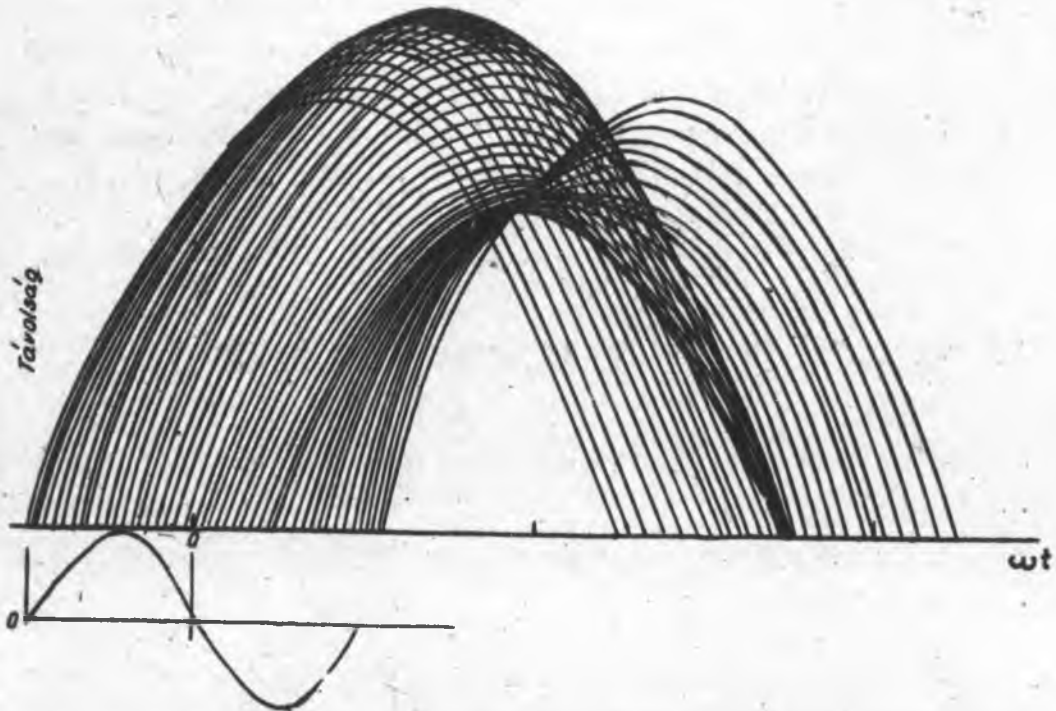
$$A_1 = \theta_0 \sqrt{1 + k \cdot \sin \alpha}$$

$$A_2 = \theta_0 - 2 K \cdot \cos \alpha$$

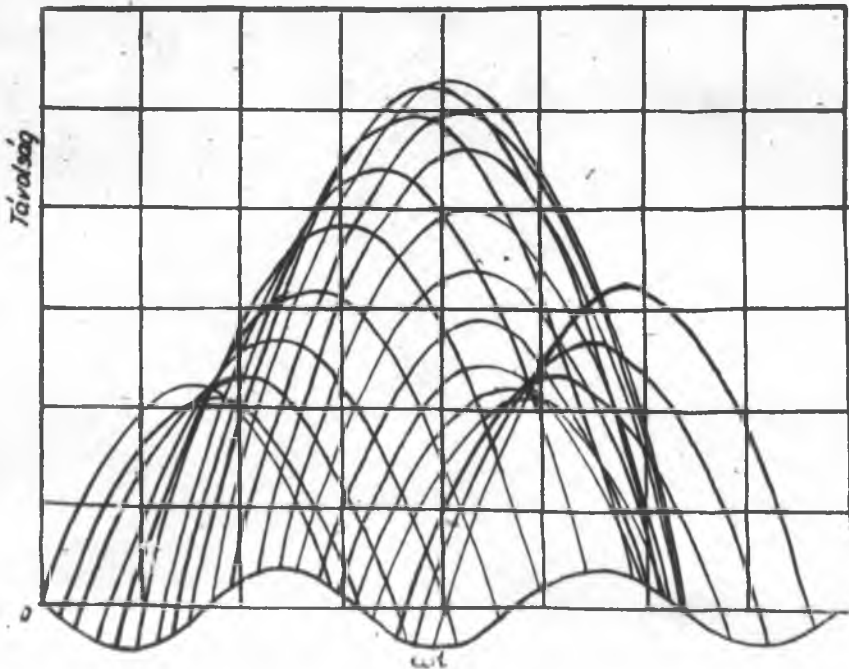
$$B_2 = -2 K \cdot \sin \alpha$$

Ha /5a/ alapján ábrázoljuk  $z$ -t  $\omega t$  függvényében,  $\alpha$ -nak mint paraméternek különböző értékei mellett /2a ábra/, a reflex klystron Applegate-diagramját kapjuk. Ebből látható, hogy - mint ismeretes - 1/ oszmosódás azon elektron körül van, amely a térnek olyan zérus értékekor megy át a résen, amikor az gyorsítóbból fékesevé válik, 2/ a oszmosó középpontjának optimális futás-szöge a reflektortérben:  $2 \hat{I} (n - \frac{1}{4})$





2/a ábra. A reflex-klystron grafikus menetrendje.



2/b ábra. A Barkhausen-Kurz oszcillátor grafikus menetrendje.



Hasonló parabolásereget kapunk /5b/ alapján a Barkhausen-Kurz oszcillátorra vonatkozólag./Természetesen az azonos  $\omega$ -khoz tartozó görbék a két görbeseregben nem azonosak, mivel  $A_1 \neq A_2$  és  $B_2 \neq 0$ ./Valamely adott fázisszöggel belépő elektronnak a nf. térbe való belépése és kilépése közötti futási szöget a  $Z = -(\omega t)^2 + A_2(\omega t) + B_2$  és a  $Z = -2K \sin(\omega t + \alpha)$  görbék két metszéspontja közti távolság adja. Ilyen görbesereget ábrázol a 2.b. ábra.

Látható, hogy a rács-anód térbe belépő elektronok szintén sebességmodulációt szenvednek, de a reflex klystrontól eltérően azon elektron körül jön létre csomósodás, amely abban a pillanatban lép be, amikor a gyorsító tér maximális. A korábban belépők ugyanis tovább tartózkodván gyorsító térben, mélyebbre hatolnak be, így lekésnek a maximumkor belépőhöz, a később jövők viszont kevesebb ideig és kisebb gyorsító teret éreznek, így utolérlik a csomót. Optimális eset akkor áll elő, ha a már visszafelé haladó elektronok akkor csomósodnak, mikor a nf.tér fékezi őket, és éppen akkor lépnek ki, amikor a tér sérussá válik. Így a csomó középpontjának optimális futásszöge:

$$2\pi\left(n + \frac{1}{4}\right).$$

Hogy további kvantitatív eredményt kapjunk, írjuk fel a nagyfrekvenciás térből kilépő elektron sebességét a belépési fázisszög és a fékező térbeni futási szög segítségével.

Mivel a fékező tér az átfutás alatt állandónak vehető, úgy tekinthetjük, mintha az elektronra a következő gyorsítófeszültség hatott volna:

$$V_0 + V_m \cdot \sin \alpha - V_m \cdot \sin(\alpha + \theta)$$

Tehát a nf. teret másodszor elhagyó elektron sebessége:

az energia egyenlet alapján

$$v_1 = v_0 \sqrt{1 + k[\sin \alpha - \sin(\alpha + \theta)]}$$

/6a/

/1b/-ből /3/ felhasználásával:

$$v_1 = v(x + \theta) = v_0 \left\{ 1 - \frac{2}{\theta_0} [\theta + K \cos \alpha - \cos(\alpha + \theta)] \right\} \quad /6b/$$

Figyelembe véve, hogy az elektron akkor hagyja el a reflektor teret, mikor a  $z = 0$  helyen fut át, /2a/, illetve /2b/ alapján

$$0 = \theta_0 \sqrt{1 + k \sin \alpha}$$

$$\theta^2 - \theta(\theta_0 - 2K \cos \alpha) + 2K[\sin \alpha - \sin(\alpha + \theta)] = 0$$

Gyenge gerjesztés esetére szorít-  
kozva, tehát mikor  $k \ll 1$

$$\theta \sim \theta_0 + \frac{1}{2} k \theta_0 \sin \alpha$$

est /4a/-ba helyettesítve:

$$\frac{v_1}{v_0} = \sqrt{1 + k \left[ \sin \alpha - \sin \left( \alpha + \theta + \frac{1}{2} k \theta_0 \sin \alpha \right) \right]}$$

/7a/

Ez transzcendens egyenlet  $\theta$ -ra, csak úgy tudjuk megoldani analitikusan, ha a  $\sin \theta$ -t és  $\cos \theta$ -t sorbafejtjük. Mivel  $\theta$  általában nagy, a sorfejtést  $\theta_0$  körül végezzük, másodrendű közelítést alkalmazva. Így egy másodfokú egyenlethez jutunk. Ennek megoldásánál szintén csak gyengén gerjesztett esetre szorítkozunk, tehát amikor  $K \ll 1$  és csak a nulladik első és második hatványait vesszük figyelembe. Ezt a közelítő megoldást /4b/-be helyettesítve kapjuk:

$$\begin{aligned} \frac{v_1}{v_0} = -1 + \frac{2K}{\beta_0^2} \left\{ (\sin y - \sin \alpha) \left[ -2 - \right. \right. \\ \left. - \frac{2K}{\beta_0^2} (2\beta_0 \cos \alpha + 2\beta_0 \cos y + \right. \\ \left. + 4 \sin \alpha + \beta_0^2 \sin y) \right] + \cos \alpha \left[ \beta_0 + \right. \\ \left. + \frac{2K}{\beta_0^2} (2\beta_0^2 \cos y + \beta_0^3 \sin y) \right] + \\ \left. + \beta_0 \cos y \right\} \\ y = \alpha + \beta_0 \end{aligned}$$

/7b/

### Elektronikus hatások és optimális futáásszög.

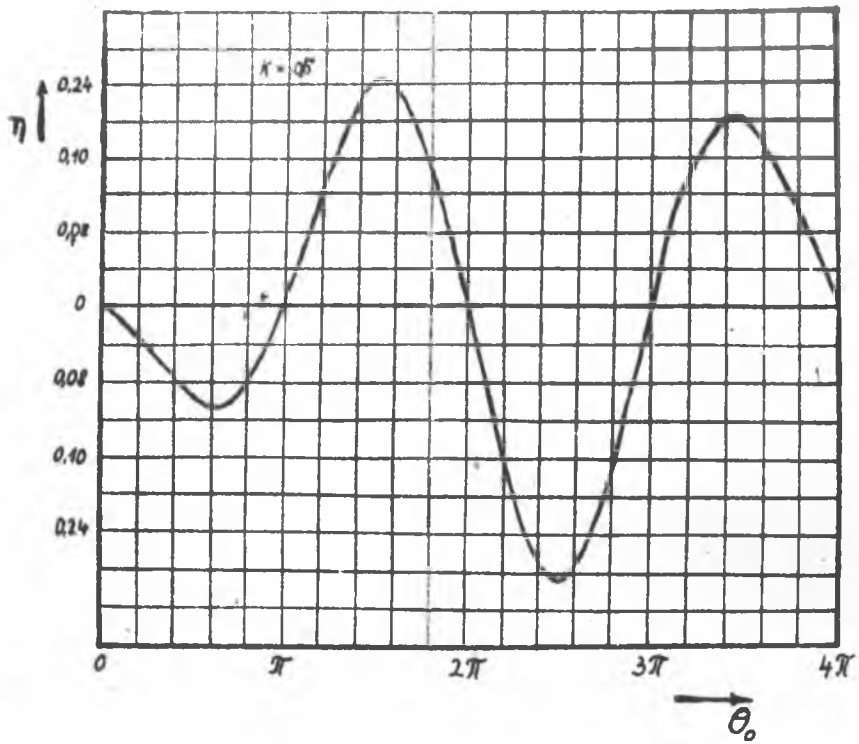
Az oszcillátor elektronikus hatásfokán a nagyfrekvenciás térnek átadott energia, és az elektronok kölcsönhatása előtti energiája viszonyának egy periódusra vett átlagát értjük.

Ha egy elektron először  $v_0$  sebességgel lép a nagyfrekvenciás térbe és a visszafelé való mozgásakor  $v_1$ -el hagyja el, akkor a nf. térnek átadott energia:

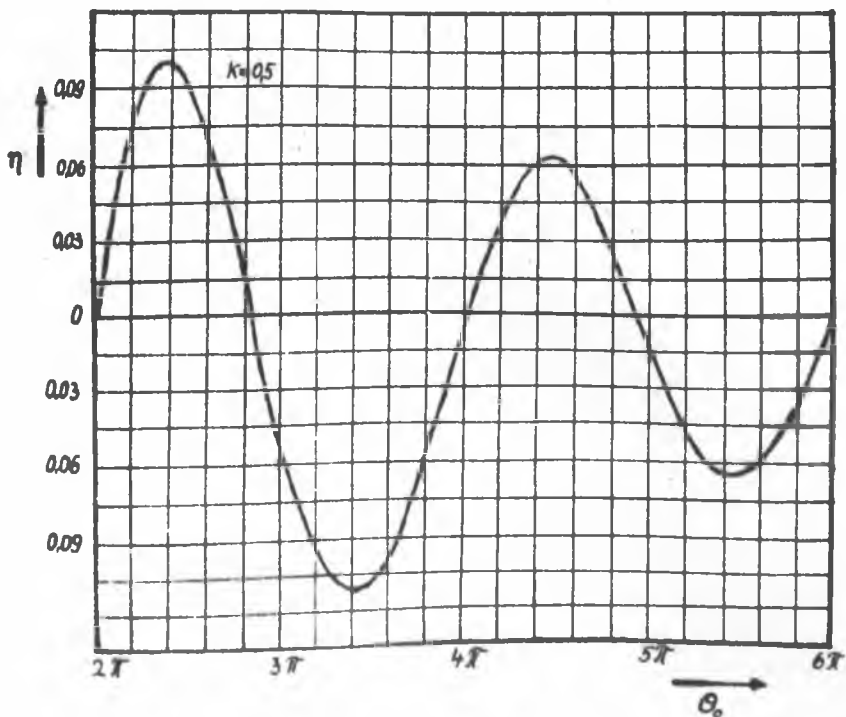
$$E = \frac{1}{2} m v_0^2 - \frac{1}{2} m v_1^2$$

Mivel az elektronnak az állandó gyorsítótértől felvett energiája  $mv_0^2/2$ , az elektronikus hatásfok:

$$\eta = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left( \frac{v_1}{v_0} \right)^2 d\alpha$$



3.a.ábra. A reflex-klystron hatásfoka  $\theta_0$  függvényében.



3.b.ábra. A Barkhausen-Krus oszcillátor hatásfoka  $\theta_0$  függvényében.

Ezen integrált fogjuk kiszámítani

/5a/ felhasználásával

$$\eta = -k J_1\left(\frac{k\theta_0}{2}\right) \sin \theta_0 \quad /8a/$$

/5b/ felhasználásával

$$\eta = -4 K^2 \frac{2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0}{\theta_0^2} \quad /8b/$$

ahol  $J_1/x/$  az elsőrendű Bessel-függvény.

3.a., illetve 3.b. ábrák mutatják  $\eta$ -t  $\theta_0$  függvényében a reflex klyetronnál, illetve a Barkhausen-Kurz oszcillátornál  $k = K = 0,5$  esetben. Látható, hogy  $\eta$   $\theta_0$ -nak csak bizonyos értékeinél pozitív, vagyis öngerjesztett oszcilláció nem jöhet létre bármilyen geometriai és feszültségviszonyok esetén. Az ordinátákból látható, hogy a hatásfok a reflex klystron esetén sokkal jobb, mint a Barkhausen-Kurz oszcillátornál. Ennek oka, hogy a rf. térben való futási idő sokkal nagyobb a Barkhausen-Kurz oszcillátornál, mint a reflex klystronnál. Mint ismeretes a klystron esetében is csökken a hatásfok a futási idő növelésével.

Fenti eredményeinket kvantitatívra tehetjük a nyaláb ekvivalens vezetőképességének vizsgálata alapján. Ha a betáplált egyenteljesítmény  $I_0 V_0$ , ahol  $I_0$  az emissziós áramot jelenti, akkor a leadott nf. teljesítmény  $\eta I_0 V_0$ . Viszont egy generátor által leadott teljesítmény  $P = -G V_2^2/2$ , ahol  $G$  a belső konduktancia,  $V_2$  pedig a feszültség amplitúdó. Így oszcillátoraink "sugárkonduktanciája":

$$G = - \frac{2 \cdot I_0 V_0}{V_m^2}$$

tehát

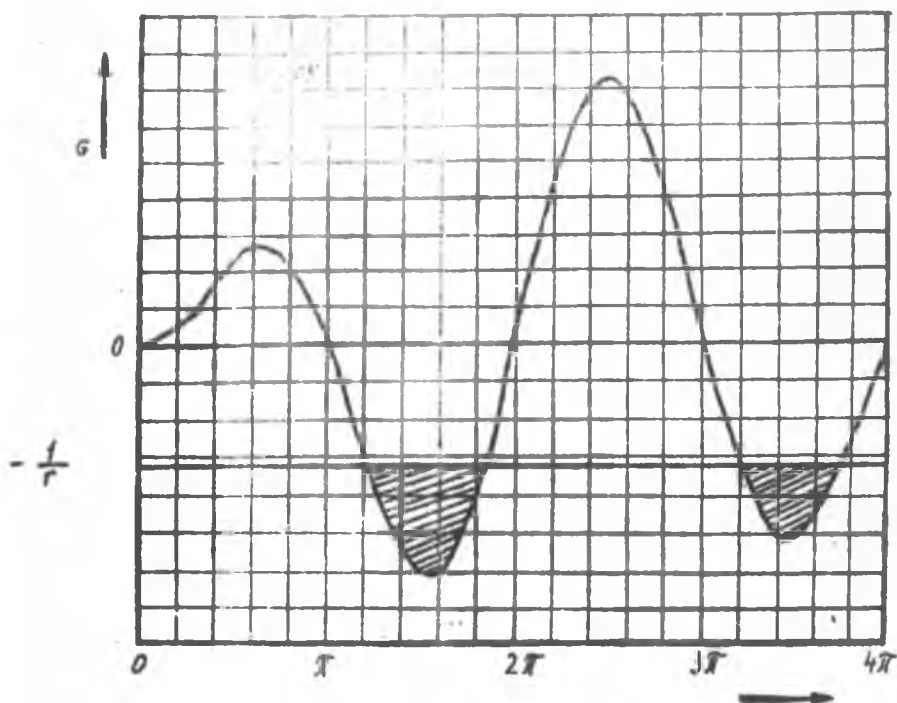
$$G = 2 \frac{I_0}{V_0} \frac{J_1(k\theta_0/2)}{k} \sin \theta_0 \quad /9a/ \quad \text{és} \quad G = 8 \frac{I_0 V_0}{V_1^2} \frac{2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0}{\theta_0^2} \quad /9b/$$

Öngerjesztett oszcilláció akkor áll elő, ha a nyalábkonduktancia és a külső kör vesztesége okozta  $1/r$  konduktanciának az összege zérus, vagy negatív. Ezen tartományokat jelzi a /4a/ és /4b/ ábrákon a sátozott rész. Látható, hogy optimális öngerjesztett oszcilláció körülbelül a

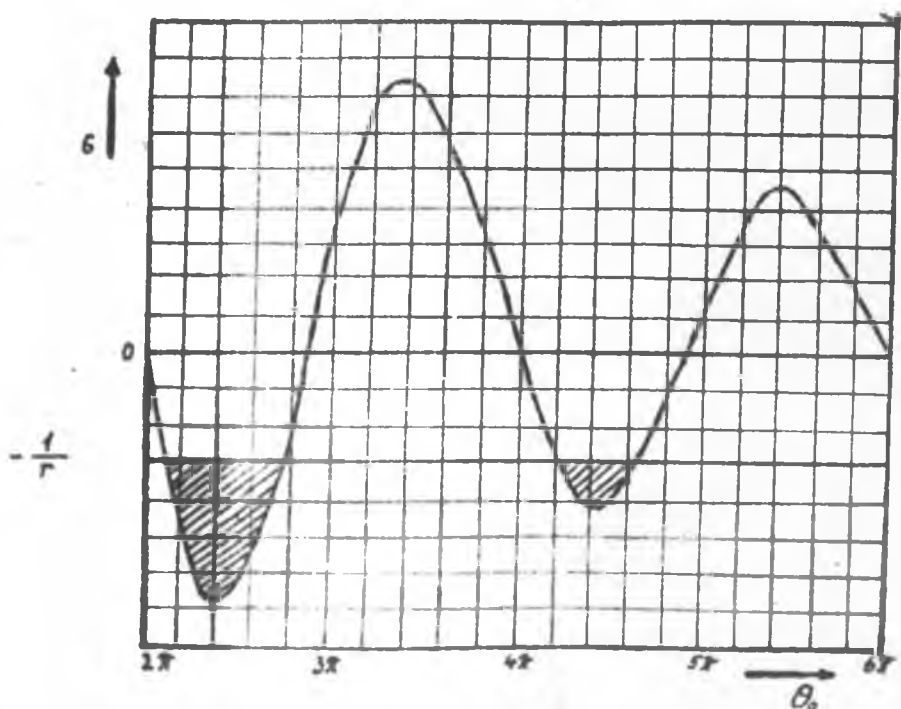
$$\theta_0 = 2 \sqrt{n - \frac{1}{4}} \quad /10a/ \quad \theta_0 = 2 \sqrt{n + \frac{1}{4}} \quad /10b/$$

esetben áll elő  $n$  egész szám. Ezen eredményünk megegyezik a 2.a. és 2.b. ábrák alapján kapott kvalitatív eredménnyel. Az  $n$  különböző értékei a különböző rezgési modulusoknak felelnek meg.

A Barkhausen-Kurz oszcillátorra /10.b./-ben kapott eredményünk nem egyezik meg az irodalomban szokásos  $2\sqrt{n + \frac{1}{4}}$  feltétellel.



4.a.ábra. Az elektronikus vezetőképesség, mint  $\theta_0$  függvénye a reflex klystron esetén. Adott  $r$  parallel terhelés esetén önálló rezgés csak a vonalkázott tartományban lehetséges.



4.b.ábra. Elektronikus vezetőképesség, mint  $\theta_0$  függvénye a Barkhausen-Kurs oszcillátor esetén.  $R_B$  parallel terhelés esetén önálló rezgés csak a vonalkázott tartományban lehetséges.

Ennek az az oka, hogy az oszcillációt általában mint tértöltésrezgést szokták felfogni. Ilyen tértöltésrezgés kialakulása, illetve az elektronoknak helyes fázisba jutása, vagyis a fázisfókuszálás, külső rezgőkör figyelembevétele nélkül a fenti eredményektől eltérő módon, nehezen képzelhető el, bár Heill és Ebers kísérleti eredményei között szerepel.

### A rezgések frekvenciatartománya.

Hogy oszcillátoraink mechanikus és elektronikus hangolási viszonyaira felvilágosítást kapjunk, ismernünk kell a nyálábadmittanciának  $G + jB$  mind a valós, mind a képzetes részét. Ennek kiszámítása a reflex klystronnál a  $k \ll 1$  esetben egyszerű és jól ismert. Az eredmény

$$G = \frac{2 I_0}{V_0} \frac{J_1(k \theta_0/2)}{k} \sin \theta_0 \quad /9a/$$

$$B = \frac{2 I_0}{V_0} \frac{J_1(k \theta_0/2)}{k} \cos \theta_0 \quad /10a/$$

A Barkhausen-Kurz oszcillátornál a kölcsönhatási tér véges hosszúsága miatt kissé komplikáltabb a helyzet és a számolás kissé nehezkesebb. Az eredmény:

$$G = \frac{8 I_0 V_0}{V_1^2 \theta_0^2} \left[ 2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0 \right] \quad /9b/$$

$$B = \frac{8 I_0 V_0}{V_1^2 \theta_0^2} \left[ 2(\sin \theta_0 - \theta_0 (1 + \cos \theta_0)) \right] \quad /10b/$$

abban az esetben, ha  $K \ll 1$ .

Az üngerjesztett oszcilláció feltétele  $G + \frac{1}{r} = 0$ , vagyis:

$$\frac{1}{r} + \frac{2 I_0}{V_0} \frac{J_1(k \theta_0/2)}{k} \sin \theta_0 = 0 \quad \left| \quad \frac{1}{r} + \frac{8 I_0 V_0}{V_1^2 \theta_0^2} \left[ 2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0 \right] = 0 \right.$$

ahol  $1/r$  a külső kör vezetőképessége. Ebből:

$$\frac{2 I_0}{V_0} \frac{J_1\left(\frac{k \theta_0}{2}\right)}{k} = - \frac{1}{r \sin \theta_0} \quad \left| \quad \frac{8 I_0 V_0}{V_1^2 \theta_0^2} = - \frac{1}{r \left[ 2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0 \right]} \right.$$

Ezt 10.a illetve 10.b.-be helyettesítve kapjuk:

$$B = - \frac{\cot \theta_0}{r} \quad 11.a. \quad B = \frac{\cot g(\theta_0/2)}{r} \quad 11b.$$

Az üngerjesztett oszcilláció frekvenciája az egész oszcillátor-rendszer, tehát a kölcsönhatási tér /melyet mint kapcsolási elemet a sugáradmittancia határol meg/ és a külső rezgőkör alkotta rendszer rezonanciafrekvenciája lesz. Ha a külső párhuzamos kör ösztindukciójának és kapacitása  $L$  ill.  $C$ , akkor a rezonancia feltétele:

$$-\frac{1}{(\omega L)} + (\omega C + B) = 0$$

Bevezetve a külső kör  $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$  sajátfrekvenciáját, és  $Q = r/\omega L$  jóságfaktort, a fenti egyenlet így írható:

$$\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right) Q = -Br$$

$\omega \approx \omega_0$  esetben kapjuk

$$2Q \frac{\Delta \nu}{\nu} = -Br \quad /12/$$

$$\text{ahol } \Delta \nu = \nu - \nu_0 = (\omega - \omega_0)/2\pi$$

/11.a./-t illetve /11.b./-t /12/-be helyettesítve

$$2Q \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \cotg \theta_0 \quad /13a/ \quad \left| \quad 2Q \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \cotg \frac{\theta_0}{2} \quad /13b/$$

Vagy bevezetve  $\theta_0$ -nak az optimumtól való  $\Delta \theta_0$  eltérését

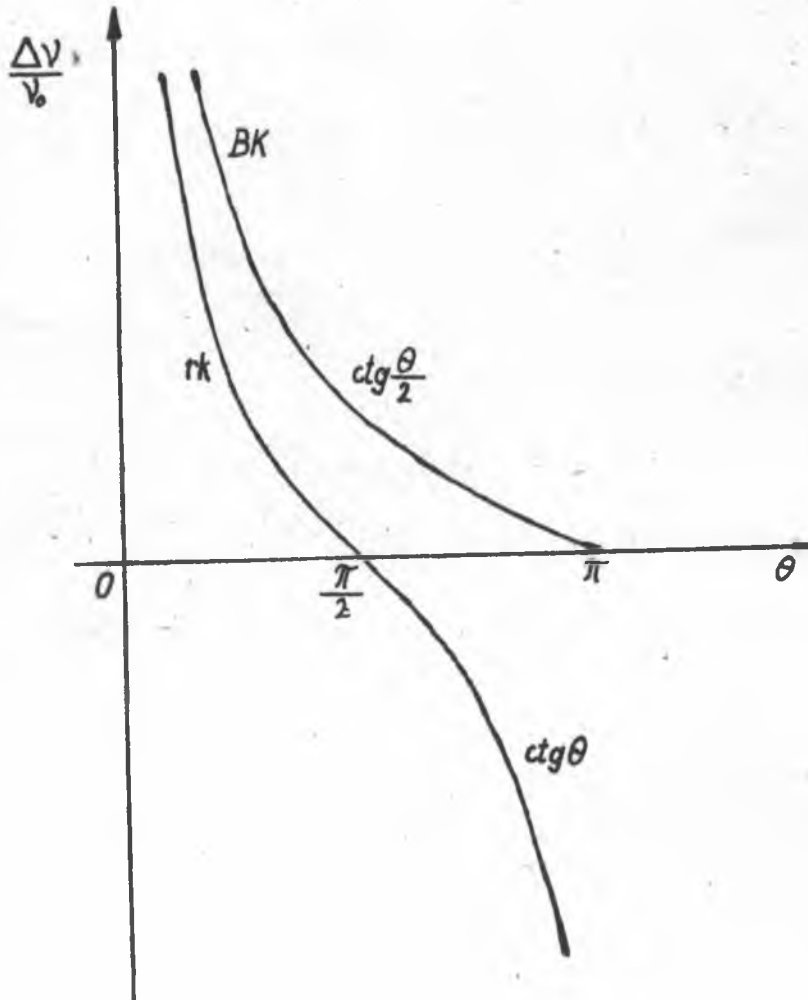
$$\theta_0 = 2\pi \left(n - \frac{1}{4}\right) + \Delta \theta_0 \quad \left| \quad \theta_0 = 2\pi \left(n + \frac{1}{4}\right) + \Delta \theta_0$$

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{1}{2Q} \cotg \left(\frac{\pi}{2} + \Delta \theta_0\right) \quad /14a/ \quad \left| \quad \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{1}{2Q} \cotg \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} + \Delta \theta_0\right) \quad /14b/$$

Mint ismeretes, optimális esetben ( $\Delta \theta = 0$ ) a reflex klystron frekvenciája megegyezik az üregrezonátor sajátfrekvenciájával és szimmetrikusan változtatva  $\theta_0$ -at az elhangolás is szimmetrikus lesz.

Látható, hogy optimális esetben ( $\Delta \theta = 0$ ) az oszcilláció frekvenciája nem egyezik meg a külső kör sajátfrekvenciájával, hanem annál kisebb ( $\Delta \nu/\nu_0 = 1/2Q$ ), a relatív elhangolás azonban kicsi, mivel  $Q$  általában nagy. Az üreg rezonancia frekvenciáját a  $\Delta \theta_0 = \pi/2$  esetben érné el, azonban ott már nincs rezgés /l. 3.b., vagy 4.b. ábra/, így  $\nu_0$  alsó frekvencia határnak tekinthető. Ha viszont  $\theta_0$ -at csökkentjük ( $\Delta \theta_0 < 0$ ) az oszcilláció frekvenciája hirtelen nő. Tehát a frekvenciának a  $\Delta \theta_0$ -tól való függése  $\nu_0$  körül aszimmetrikus.

/14.a./ és /14.b./ összehasonlításából látható, hogy a Barkhausen-Kurz oszcillátor jóval szélesebb határok között hangolható, mint a reflex klystron, mivel ottg  $X < \text{otg } \frac{X}{2}$  a  $0 < X < \pi$  intervallumban /es felel meg a  $\Delta \theta_0 > \frac{\pi}{2}$ -nak/ /1. 5. ábra/. Mivel  $\theta_0 \sim V_1$ ,



5. ábra. A kétféle oszcillátor hangolási viszonyainak összehasonlításához.

tehát a Barkhausen-Kurz oszcillátor frekvenciája egyik irányban jobban, másikban kevésbé érzékeny a feszültségviszonyokra, mint a reflex klystron, és az előbbi általában /1. 4.a. és 4.b. ábra/ szélesebb sávban hangolható elektronikusan.

A mechanikus hangolási viszonyok mindkettőn hasonlóak, ha a hangolással csak az ekvivalens kör  $L$ -jét vagy  $C$ -jét változtatjuk. Hall és Ebers oszcillátoránál azonban nem ez a helyzet. Az üreg rezonancia-frekvenciája ugyan deformációval ugyanugy változik, mint a reflex klystroné, de az utóbbiban a rezonátor torzításá-



val csak az üreg saját-frekvenciája változik, a többi paraméter állandó marad /a futási idő változása nem számottevő/. A Heill-Ebers oszcillátorban ezzel szemben az üreg deformációja a fékeső tápért is változtatja. Könnyen belátható, hogy ez az elektronikus hangolás erősíti a mechanikus hangolás hatását. A kísérleti vizsgálatok ezt valóban igazolták is, egyetlen 4,5-12 cm intervallumot képes átfogni.

#### Irodalom.

- 1./ Pierce, J.R.: Reflex Oszcillator, Proc.I.R.E. 33, 112, 1945.
- 2./ Discussion on Reflex Oszcillators, Proc.I.R.E. 33, 483, 1945.
- 3./ Seill, O. and Ebers, J.J.: A New-wide-Range, High-Frequency Oszcillator, Proc.I.R.E. 38, 645, 1950.
- 4./ Ebers, J.J.: Retarding-Field Oszcillators, Proc.I.R.E. 40, 138, 1952.
- 5./ Barkhausen, H. and Kurz, : Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. Phys.Zeitschr. 21, 10. 1920.
- 6./ Harrison, A.E.: Klystron Tubes, /McGraw-Hill Book Co.Inc. New-York/. 1947.
- 7./ Gundlach, : Grundlagen der Höchstfrequenztechnik /Springer Verlag/, 1950.

Érkezett: 1953.szept.15.-én.

## AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE.

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

### Nátriumjodid kristályok világítóképességének eloszlása.

Irta: Keszthelyi Lajos.

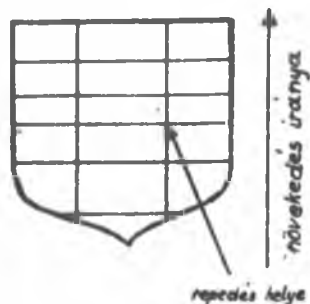
Régóta ismeretes, hogy talliummal aktivált NaJ kristályok kitűnően alkalmazhatók szcintillációs számlálóknak szcintilláló foszforként /1, 2/. Hofstadter megvizsgálta, hogy függ a kristály világítóképessége a kristályokba bevitt Tl aktivátor mennyiségétől. /2/ /Világítóképesség alatt az egységnyi abszorbeált energiára eső fotonok számát értjük./ Ezen kívül fontosnak látszik még az a kérdés is, hogy egy nagyobb kristály világítóképessége a kristályban mindenütt azonos-e.

Ha ugyanis nem azonos, akkor például  $\gamma$ -sugarak mérésénél a keltett fotonok száma függ az abszorpció helyétől. /A szcintillációs effektus lényegében a  $\gamma$ -kvantum abszorpciója helyén játszódik le. A szcintillációt a szekundárelektronok keltik és 2-3 MeV energiáig ezek hatótávolsága NaJ-ban 1-2 mm./Alkalmassá reflektáló felületekkel a kristály különböző helyein keletkező fotonokat a fotoelektronsokszorozó katódjára kis veszteséggel lehet összegyűjteni. Az összegyűjtés megoldható úgy, hogy a keletkezési helytől független legyen az azonos energiájú szekundárelektronok által keltett fotonokból a katódra jutó mennyiség. A fotonok ilyen összegyűjtése lehetővé teszi a szekundárelektronok, tehát a  $\gamma$ -sugarak energiájának meghatározását is akkor, ha ismeretes a fotonszám-elektronenergia összefüggés. Ez az összefüggés lineáris /3/. Mármint egy diszkrét energiaértékre a fotoelektronsokszorozó impulzusainak amplitúdóeloszlása egy Gauss-görbével jellemezhető /4/. Ha az azonos energiájú, de különböző helyen abszorbeált  $\gamma$ -kvantumok által keltett fotonok száma nem azonos, akkor a Gauss-görbe kiszélesedik, ami a számláló energia szerinti felbontóképességének romlását jelenti.

Egy másik ok, amely miatt a kérdés indokolt, az, hogy a világítóképesség eloszlásának ismeretében egy nagyobb kristályból a legkedvezőbb helyen vágható ki egy kisebb kristály. A világítóképesség nyilván valamilyen módon összefüggésben van a lumineszkáló centrumok számával, tehát a világítóképesség eloszlásának mérésével a lumineszkáló centrumok /tallium-ionok/ eloszlására is kaphatunk esetleg felvilágosítást. Az utóbbi probléma főleg azért vetődött fel, mert a kristályoknak olvadáskából való növesztésekor mindig sok, a NaJ-hoz olvasztás előtt hozzákevert és a kristálynövekedés közben be nem épült talliumjodid mutatkozott a kristály felszínén /5/. Ez arra enged következtetni, hogy növekedés közben a megmaradó olvadéokban egyre nagyobb lesz a talliumjodid koncentráció.

A kísérletileg vizsgált kristályt az 1. ábrán látható módon daraboltuk szét. A kristály szemmel nézve teljesen tiszta volt, az egyes részek között semmi különbség nem látszott. A kristályon az 1. ábrán jelzett helyen egy repedés mutatkozott. A NaJ higroszkopossága miatt a kristályok paraffinolajban álltak. Az egyes darabokat 931A fotoelektronsokszorozó ablaka elé helyeztük sorban egymás után /mindig azonos helyzetbe/ és a kristá-

lyoktól állandó távolságra elhelyezett egyensúlyban levő Ra preparátum  $\gamma$ -sugaraival sugároztuk be. Az elektronsokszorozó fotoáramát kb.  $10^{-10}$  A/mm/a alapérzékenységu galvanométerrel mértük. A mérés eredményét a 2. ábra mutatja /abszcissza a kristályok vastagsága, ordináta az egységnyi abszorbeált  $\gamma$ -energiára eső fotoáram tetszőleges egységeiben/.

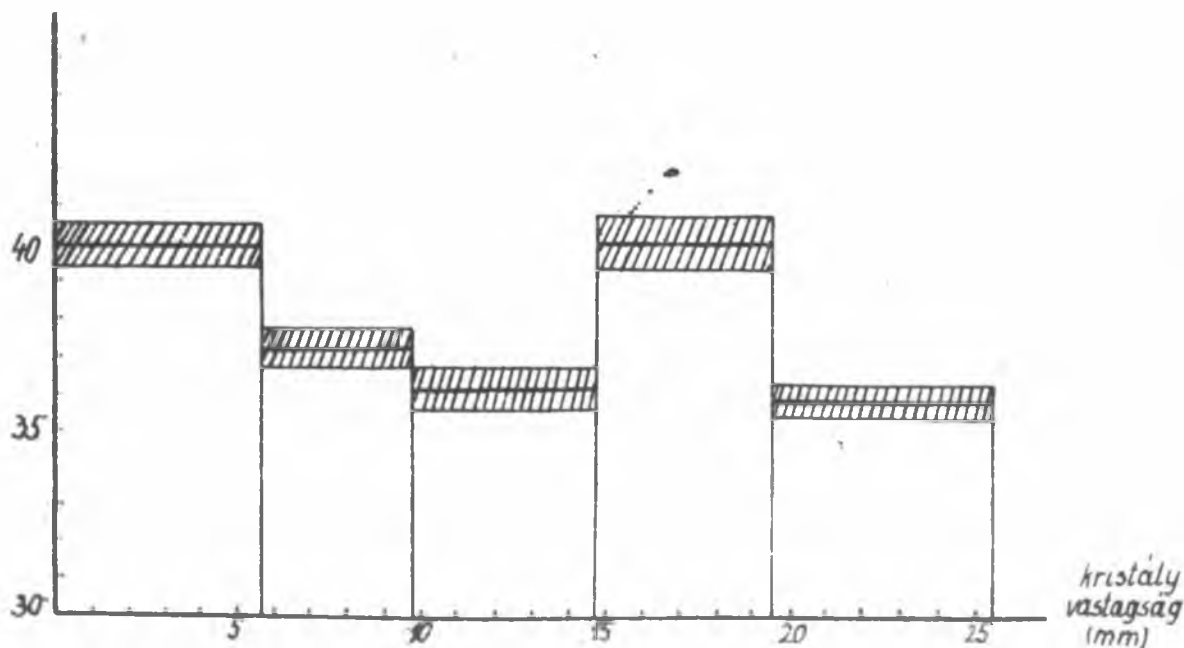


Látható, hogy a mérési hibánál nagyobb eltérések vannak az egyes kristálydarabok világítóképessége között. Az is látható, hogy a világítóképesség a kristály növekedési irányával megegyező irányban nő. A negyedik kristálynál, amelynél a szét-darabolás előtt egy repedés volt, a világítóképesség növekedése újra kezdődik.

1. ábra. A NaJ kristály feldarabolásának módja. A mérésekben a középső 5 kristály szerepelt. Mérték 1 : 1.

Méréseinkkel főleg a fentebb írt szempontok miatt felmerült problémára igyekestünk kvalitatív képet nyerni. A probléma további vizsgálatához még több NaJ kristályt kell hasonló módon megvizsgálni. Meg kell vizsgálni, hogy függ a vi-

Világítóképesség  
(öntérmies egységekben)



2. ábra. A világítóképesség eloszlása az egyes kristálydarabokban. Az abszcissza tengely a kristály növekedésével ellenkező irányban halad.

lágítóképeség eloszlása a növesztés előtt bevitt tallium-koncentrációtól. Tervbevettük a talliumkoncentráció eloszlásának abszorpciós spektroszkópiai vizsgálatát is.

#### Irodalom:

- 1/ Hofstadter, Phys.Rev. 74, 100, 1948.
- 2/ Hofstadter, Phys.Rev. 75, 769, 1949.
- 3/ Taylor, Remley, Jentschke, Kruger, Phys.Rev. 84, 1034, 1951.
- 4/ Hopkins, Rev.Sci.Instr. 22, 29, 1951.
- 5/ Tarján Imre-  
Turchányi György: Később publikálandó dolgozat.

Érkezett: 1953. szept. 28.-án.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE. OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

#### Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél szerzett tapasztalatokról. /Szabadtéri generátorok/

Irta: Karlovits József, Lux András, Schmidt György

A Van de Graaff generátorok építésének időszerűségét három évtized után is megadja az a körülmény, hogy a legegyszerűbb felépítésű és így legolcsóbb, másrészt, hogy homogén energiájú részecskéket ad, s így ez az egyetlen gyorsító berendezés, mely magtermek kimérésére alkalmas. Atomfizikai kutatás nélkül tehát el sem képzelhető. De nemcsak ez, hanem ipari és gyógyászati alkalmazása egyaránt indokoltá teszi, hogy hazánkban is meginduljon ily generátorok építése. Sok konstrukció ismeretes. A mi célunk az volt, hogy hazai és lehetőleg könnyen hozzáférhető anyagból legyenek építhetők.

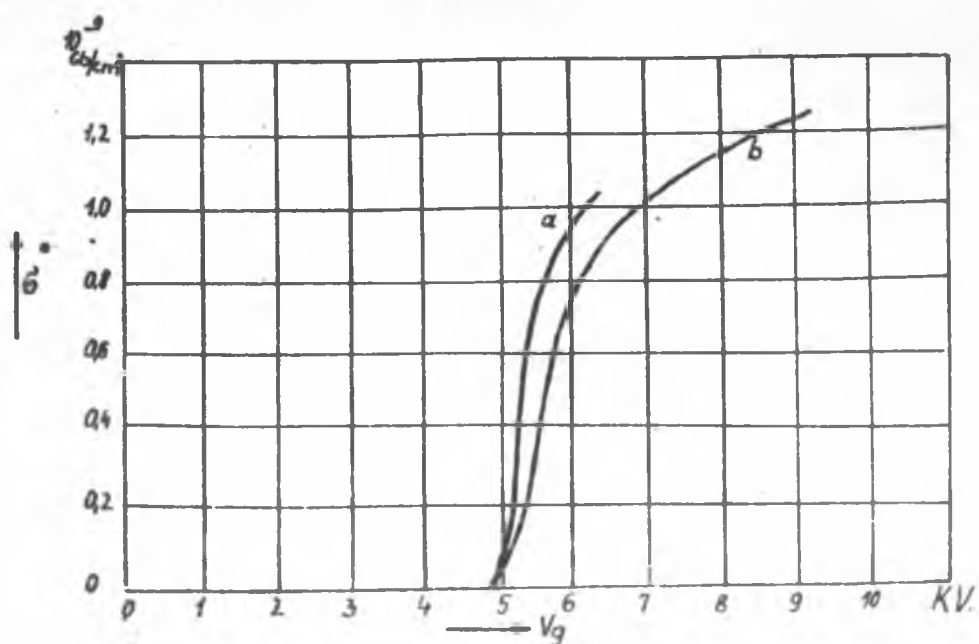
1949-től 1951-ig három szabadtéri és egy nyomás alatti generátor épült. Az első kettő megfelelő anyagok kikísérletezésére és a gépek üzemi viszonyainak tanulmányozására szolgált, míg a harmadik már gyorsító csővel is rendelkezik, s így nagyenergiájú részecskék előállítására alkalmas. Ezen a helyen csak a szabadtéri generátorokról számolunk be.

Az első generátor 200 kV feszültség előállítására készült, azzal a lehetőséggel, hogy feszültségét bármikor kétszeresére emelhetjük. Konstrukciója a szokásos. Két 10 om átmérőjű acélhengeren egy végtelenített varnishszalag fut, melyre egy tüsoron keresztül, egy 0 - 18 kV-ig szabályozható egyenirányító egységből töltést adagolunk. Ezt felül egy, a felső elektródához kapcsolt másik tüsör szedi le. Az áram megkészszerzése, ill. a lefutó szalagág kihasználása céljából arra a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett másik tüsör, ellenkező előjelű töltést ad. Az ehhez szükséges feszültséget a leszedő tüsör és a felső elektróda közé iktatott állítható tüs szikraköz, az u.n. áttöltő berendezés szolgáltatja. A szalag anyaga állandó probléma.

A jelenleg használt, az erőáramu technikában ismeretes 0.14 mm vastagságú varnish vászon nagy hibája, hogy új állapotban erősen nyúlik, semmiféle keresztirányú igénybevételt nem bír és így könnyen gyűrődik. A hengerek megfelelő kiképzésével és pontos beállításával sikerült elérni, hogy 20 órás folytonos üzem után sem észleltünk a szalagon elváltozást. Időközben próbálkoztunk a kereskedelemben beszerezhető gumirozott vászonfajtákkal is. Ezek szigetelőképesége azonban nem bizonyult megfelelőnek. Egy másik, az anyaggal kapcsolatos probléma, ami elég komolyan ismétlődött, a felső elektródát tartó szigetelő volt. Sikerült azonban a Zsolnai Porcelángyártól megfelelő szabadtéri porcelánszigetelőt kapnunk, melyek az itt fellépő követelményeknek: nedvességtartalomtól független nagy ellenállás, megfelelnek.

A töltésnek a szalagra való juttatására, ill. levételére gránofontókból készített tűsort használunk. A tűk egymástól való távolsága kb. 4 mm. A tűsornak a sík ellenelektródától való távolsága 20-30 mm. A hengereket 0.7 kW-os 110 V-os egyenáramu motor hajtja.

A generátor üzemére vonatkozóan három jellemző adatot adhatunk meg. Ezek, a szalag felületi töltéssűrűsége, a rövidzárási áram és az üzemű feszültség. A maximális felületi töltéssűrűség szabadtéri generátoroknál a levegő átütési szilárdságából adódik, értéke  $2.56 \times 10^{-9}$  Cb/cm<sup>2</sup>. A gyakorlatban ennek az értéknek csak 50 %-át sikerült elérni, azaz az érték 76 % relatív nedvességnél csökken 45 % alá. A felületi töltéssűrűséget természetesen szabályozhatjuk a gerjesztési feszültséggel. Egy megadott feszültséghez azonban nem tartozik mindig ugyanaz a felületi töltéssűrűség. Függetlenül a sík elektróda és a töltőtűsor egymáshoz való távolságától is. Minél kisebb a távolság, annál meredekebb a gerjesztési görbe emelkedése /1. ábra/. Az ábrán az "a" görbe 25 mm-es, a "b" görbe pedig 27,5 mm-es tűtávolsághoz tartozik.



1. ábra.

A rövidzárási áramot a felületi töltéssűrűség, a szalag sebessége és szélessége szabja meg. Jelen esetben 20 m/sec szalagsebesség és 20 cm szalagszélesség mellett a generátor üzemi árama 100  $\mu$  A-nek adódott. A maximális feszültséget terheletlen állapotban, ideális tartésszigetelőket feltételezve, általában a felső elektródák legömbölyítése szabja meg. Felületükön a térerősség nem haladhatja meg a levegő áttétési szilárdságát. Ez a mi esetünkben /a felső elektróda legömbölyítésének sugara 20 cm/ 600 kV felett van, tekintve, hogy nem gömbről van szó. Hogy itt mégis csak 200 kV-ot jelölünk meg üzemi feszültségnek, annak egyszerűen az az oka, hogy az egyik szigetelőtartó egy 200 kV üzemi feszültségre méretezett 0.01  $\mu$  F-os kondenzátor.

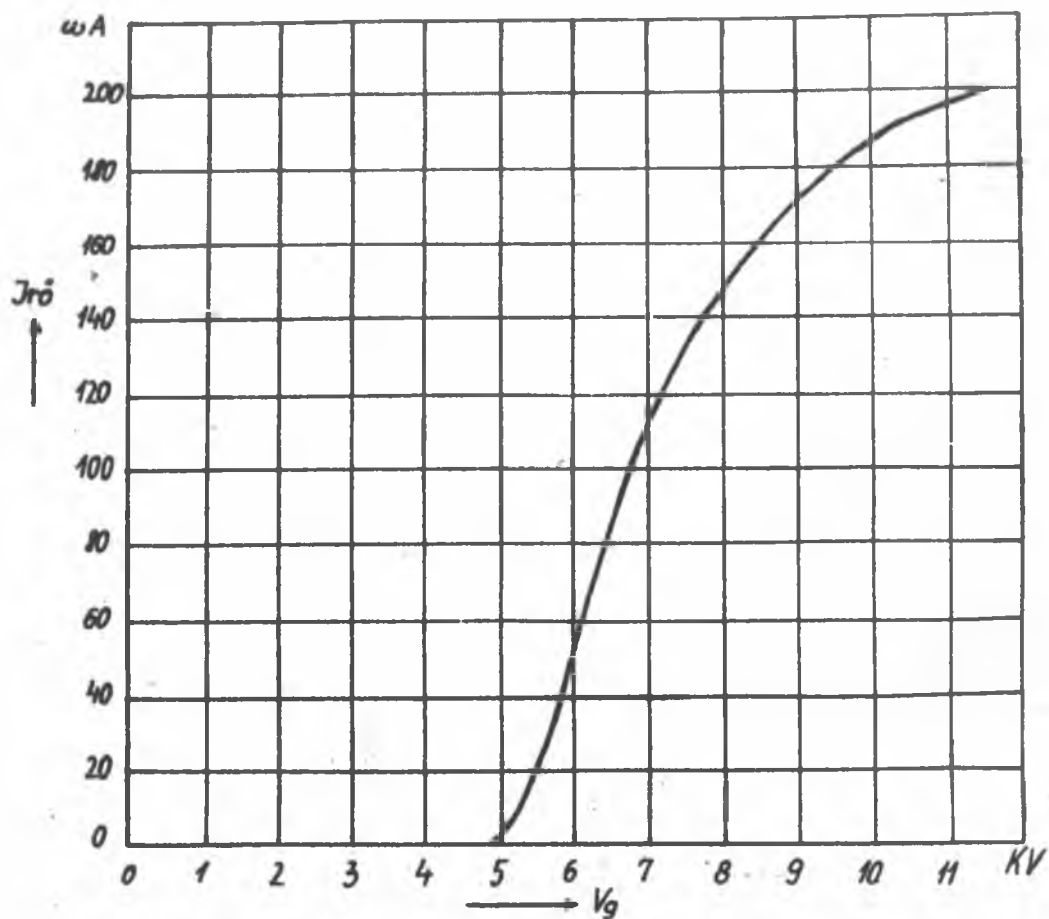
Méréseket végeztünk az áttöltő berendezéssel kapcsolatban a leszedő tűsor és az áttöltő tűsor működésére vonatkozóan. Ezek szerint az összes áramnak kb. 38 %-át szolgáltatja a leszedő tűsor és a többit az áttöltő berendezés. A mérések szerint az összáram szempontjából keveset számít az, hogy mennyi áramot szed le a leszedő tűsor, ugyanis ha a szalagon marad is töltés a leszedés után, azt az áttöltő berendezés előbb semlegesíti, tehát pótlólag leszedi s csak azután látja el a szalagot ellenkező előjelű töltéssel.

A kísérletekkel kapcsolatban még érdekes megjegyeznünk, hogy azok egy északi fekvésű, kissé nedves helyiségben indultak meg. Kb. negyedévig nem volt számbavehető eredmény. Szilikagéles szárítás sem használt. Később ugyanezen épületben és emeleten, de a keleti oldalon kaptunk helyiséget. Itt már nem volt szükség semmiféle szárításra.

A következő generátor 750 kV feszültséget szolgáltat üzembiztosan. A szalag itt is varnish. Szélessége 20 cm. A generátor összmagassága 2.9 méter. A nagyobb magasság miatt sok nehézséget okozott a szalag bizonytalan járása. A felső gömbelektróda átmérője 75 cm és 31 cm átmérőjű porcelánhengereken nyugszik. A meghajtó motor 0.9 kW-os egyenáramú motor. A mérő gömbszikraköz a felső elektróda felett függ. A generátor rövidzárási árama 100  $\mu$  A.

A harmadik generátor ionok gyorsítására készült. A felső elektródát három porcelánszigetelő tartja. A felső elektróda legömbölyítése 37.5 cm. A középső porceláncső gyorsításra szolgál. A készülék összmagassága 4,1 méter, konstrukciós eltérés az eddigiekkel szemben, hogy az alsó henger oszlopjai üzem közben állíthatók. Így a szalag futását üzem közben is irányíthatjuk. A szalag szélessége 50 cm, üzemi árama 200  $\mu$  A. A feszültség mérése rotációs voltmérővel történik, melyet gömbszikraközzel hitelesítettünk be. Rövidzárási karakterisztikája az előbbiekhöz hasonló /2. ábra/. Az elérhető maximális üzemi feszültség kb. 1 MV less, ha egy nagyobb terem méretei a porcelánlábak további növelését megengedik. Jelenleg a mennyezet közelsége miatt csak 700 kV-ig mehetünk.

A szabadtéri generátoroknál a feszültség növelésének határt szab az a körülmény, hogy a gépméretek a feszültséggel aránytalanul nőnek. Ezért nagyobb feszültségű generátorokat nagynyomású gáz-



2.ábra.

ban dolgozó, u.n. tankgenerátorok alakjában készítenek.

Elhangzott 1952-ben a debreceni Fizikus  
Vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE. OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY.

Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél  
szerzett tapasztalatokról.

/Tank generátor/

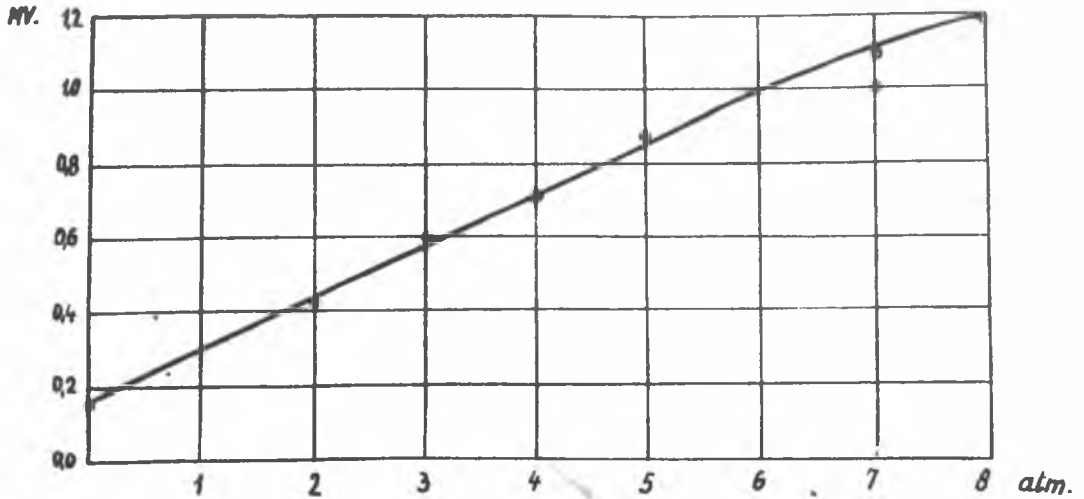
Irtta: Karlovits József, Schmidt György

Az a törekvés, hogy magtermeket minél tágabb energiahatárok között lehessen kimérni, szükségessé tette egyre nagyobb feszültségű elektromstatikus generátorok építését. A feszültség növelésére két utat kínálkosott. Az egyik a gömb-átmérő és ezzel a generátor többi méreteinek növelése, a másik pedig az, hogy a generátort a levegőnél nagyobb átütési szilárdságú közegbe helyezték. A közeg átütési szilárdságának növelése legegyszerűbben nagynyomású gáz alkalmazásával érhető el. Mi ez utóbbi utat választottuk. Ismeretes, hogy a gázok átütési szilárdsága 1 és 10 atm közötti intervallumban közel lineárisan nő. Ha tehát egy elektromstatikus generátort tartályba helyezünk, amelyet nagynyomású gázzal töltünk meg, ezzel a generátorral sokkal nagyobb feszültség érhető el, mintha szabad levegőben működtetnénk. Ez az előny azonban csak más technikai nehézségek árán érhető el. Nagynyomású tartály töltése, a gáz megfelelő tisztítása mind megoldandó feladatokat jelent. A másik nehézség az, hogy a szalag mellett az átkuszás veszélye megnövekszik, mert az átkuszásszilárdság kisebb mértékben nő a nyomással, mint az átütési szilárdság. Ez ellen kiegyenlítőgyűrűk alkalmazásával védekezhetünk. A térerősség szabadtéri generátornál a gömb és a föld között közel hyperbolikusan változik, legnagyobb a felső elektródánál. Ha a gömb és a föld közti távolságot ekvidistans gyűrűkkel alaoosztjuk, és például kisülés-sel vagy ellenálláslánc alkalmazásával konstans potenciálkülönbséget hozunk létre az egyes gyűrűk között, ezzel egyrészt a szalaghossz jobb kihasználását érjük el, másrészt a gyorsítócső elektródái számára a fókuszáláshoz szükséges közbeeső feszültségeket biztosítjuk.

Az intézetünkben épült generátor gömbjének átmérője 40 cm. Az elvileg elérhető 600 kV-al szemben szabadban 400 kV-ot értünk el. A készülék még tulajdonképpen nem valódi tank-generátor, hanem csak átmenet a szabadtéri és nagynyomású generátorok között. A szalag gyulladásának veszélyét elkerülendő, semleges gázzal töltöttük meg a tartályt. Először széndioxiddal kiöblítettük belőle a levegőt, utána pedig lezártuk és nitrogént komprimáltunk bele.

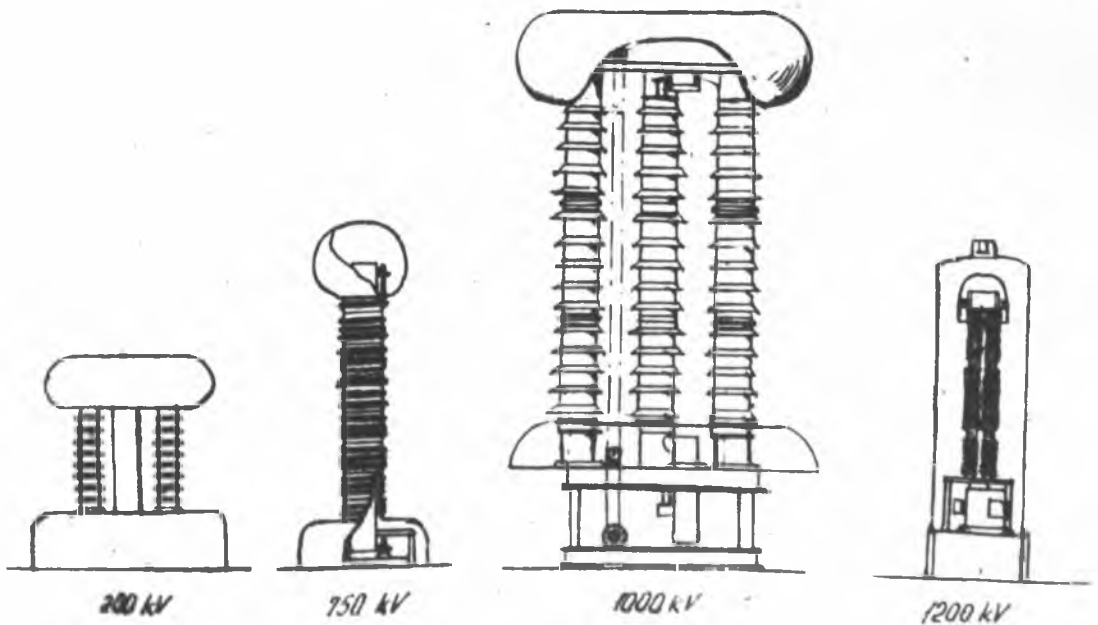
A feszültséget a tartály tetején elhelyezett rotációs térerősségmérővel mértük. Ennek hitelesítése ugy történt, hogy a gömbre külső feszültség-forrásból ismert feszültséget adtunk. Több sikertelen kísérlet után kiderült, hogy a nitrogén rengeteg vizet tartalmaz. Száritó berendezést kellett építeni, ahol a száritást kifagyasztó edény után elhelyezett, szilikagéllel töltött csőben végeztük. A kísérletek most már eredményre vezettek. Mint a diagrammban látható, az elérhető feszültség a nyomással közel lineárisan nő. /1.ábra./ A diagrammban látható, a görbéből kieső pont pontatlan nyomásmérés következménye. Ámbar kiegyenlítő gyűrűket nem alkalmaztunk, csak felül a leg-





1. ábra.

veszélyesebb tartományban helyeztünk el hármat, a feszültséget a tartályhoz való átütések limitálták, nem pedig a szalagnál való átkuszás, ami a generátor aránytalanul nagy magasságának tulajdonítható. Még így is szembetűnő azonban a generátor kis mérete a szabadbateriekhez képest /2.ábra/.



2. ábra.

Nagynyomású térben lefolyó nagyfeszültségű jelenségek vizsgálata építettünk egy tartályt, amelyben 50 atm. nyomásig és 100 kV feszültségig tudunk mérni áttűtést, átkuszási szilárdságot, koronakisülést stb. Az ehhez szükséges feszültséget 100 kV-ig működő Greinacher kapcsolású egyenirányító egység szolgáltatja, ugyanez szolgál a generátor töltésére is. Az egyenirányító feszültségének pontos mérését egy összesen  $10^5$  ohmos ellenállás láncban átfolyó áram mérésével értük el. A nagyfeszültségű cső fűtésére fűtőtranszformátort készítettünk, ahol a primer és szekunder menetek 10 kV-ra vannak szigetelve egymástól.

Az itt szerzett tapasztalatok felhasználásával átépítjük generátorunkat, most már valódi tankgenerátorrá. Kiegyenlítő gyűrűk alkalmazásával és a magasság csökkentésével reméljük, hogy sikerülni fog másfélmillió Voltot elérni. A készülék elektronok gyorsítására fog szolgálni ipari röntgen céljaira.

Elhangzott 1952-ben, a debreceni Fizikus Vándorgyűlésen.

## AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE. OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

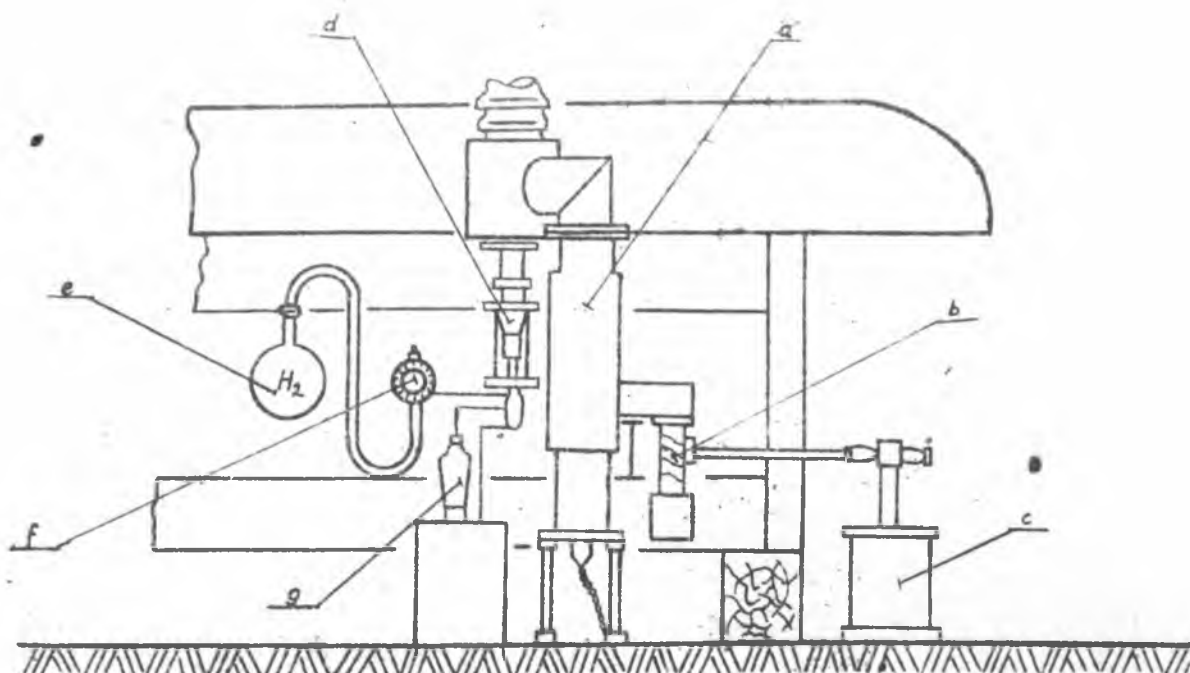
### Magreakciók létrehozására szolgáló teljes kísérleti berendezés

Irta: Erő János, Karlovits József, Schmidt György

Az Intézetben készült nagyfeszültségű berendezések felhasználására két lehetőség kínálkozott. Az egyik elektronok gyorsítása és velük nagykeménységű gamma-sugárzás előállítása, a másik iongyorsítás és ezzel kapcsolatban magreakciók létrehozása volt. A szabadtéri generátorokat iongyorsítóknak kívántuk kiképezni. Röntgengenerátoroknak az épülő tankgenerátort szánjuk.

Iongyorsítás céljaira az egy millió voltos generátort használtuk fel. A berendezésen három lényeges részt lehet elkülöníteni, mégpedig a nagyfeszültségű részt, a gyorsító részt és a vákuumtechnikai berendezést. Ezek részletes ismertetésével fogunk az alábbiakban foglalkozni.

Vákuumtechnika. A berendezés összeállítása során igen nagy nehézséget okozott a vákuum létrehozása. Az ionforrás és a target között mintegy 2,5 m távolság van, s ahhoz, hogy ezt az ionok ütközés nélkül tegyék meg, legalább  $10^{-5}$  Hg mm vákuumra van szükség. Ezt a vákuumot meg lehetős nagy gázbeömlés mellett kell fenntartani. Az ionforráson keresztül kb.  $10 \text{ cm}^3$  normálállapotú gáz jut óránként a gyorsítóterbe, másrészt jelentős mennyiségű gáz szívárog be a vákuumedény tömitetlenségein is. Egyik legnehezebb feladat ezeknek a tömitetlenségeknek a felkutatása és megszüntetése volt. Gondos lyukkereséssel elértük, hogy a káros gázbeömlés  $0,5 \text{ cm}^3/\text{óra}$  értékre csökkent. Lényegében tehát az ionforráson keresztül bejutó gázzal kellett számolnunk. Ez  $10^{-6}$  nyomáson  $760 \times 10^6$ -szoros térfogatra növekszik meg, vagyis óránként 7-8 ezer  $\text{m}^3$  gáz elszívását teszi szükségessé. Ilyen kisnyomáson, ilyen nagy szívósebességgel természetesen csak dif-fúziószivattyúk rendelkeznek.



1. ábra.

A vákuum berendezés rajza az 1.sz. ábrán látható. Két, egymás mögött elhelyezett nagyteljesítményű olajdiffúziószivattyú a/ közös elővákuumszivattyúval jár b/. Ez szintén olajdiffúziós, melynek elővákuumát egy rotációs szivattyú c/ szolgáltatja. A felhasznált nagyteljesítményű szivattyúk kísérleti példányként készültek az Egyesült Izzóban. Sem szívósebességüket, sem az optimális fűtőteljesítményt nem ismertük, ezért külön feladat volt ezek meghatározása. Szívósebességük  $10^{-4}$  vákuumnál 1000-1200 m<sup>3</sup>/óra értékűnek adódott, ilyen módon a két pumpa parallel kapcsolásban a gázteret mintegy  $3 \times 10^{-6}$  Hg mm nyomásra tudta leszívni. A nyomás mérése ionizációs manométerrel történt.

A gyorsítórész. A gyorsítás általában a nagyfeszültségű oldalról szokott történni földpotenciál felé, hiszen az atomfizikai méréseket a részecskék becsapódásának helyén kell elvégezni s kényelmesebb, ha ez van földpotenciálon. Nálunk ezek a mérések másodrendű jelentőséggel bírtak, pillanatnyi célunk a gyorsító helyes összeállítása és a fókuszálás kikísérletezése volt. Ezért egyelőre az ionforrás volt földpotenciálon, és a gyorsítás alulról történt fölfelé. Az ionokat nagyfrekvenciás ionforrás állítja elő d/. A gáztartályból e/ tüzselepen f/ keresztül az ionforrás kisülési oszvébe eresztettük a gázt, amely egy nagyfrekvenciás adó g/ adótekerőcsében volt elhelyezve. A nagyfrekvenciás tér ionizálta a gázt, a keletkezett ionokat pedig egy 4 kV-os fókuszáló rendszer szívta és juttatta a gyorsítócsőbe.

Itt három elektróda van elhelyezve. Kettő-kettő között kialakuló elektromos tér, elektromos lenőseként szerepel és az ionnyalábot a targetra fókuszálja. A középső elektróda potenciáljának beállítását a vákuumba még jelenlévő ionokra bíztuk. Megjegyzendő, hogy a kísérletek során, amikor a vákuum  $10^{-6}$  nagyságrendet elérte, ez a potenciálosztás elégtelenné bizonyult, az elektróda feltöltődött és emiatt az egyik porcellánon átívelések következtek be.

Nagyfeszültségű tér nélkül a targeton  $0,5 \mu\text{A}$  ionáramot mértünk. Gyorsításkor ez természetesen megnövekedett a gyorsító elektródák fókuszáló hatása következtében, mérni azonban a felső, feszültség alatt álló elektródán nem tudtunk.

Nagyfeszültség. A nagyfeszültségű berendezéssel kapcsolatban csak annyit kívánunk megjegyezni, hogy a generátor feszültségének mérése rotációs voltmérővel történt, amit egy gömbszikraközzel hitelesítettünk. A hitelesítés pontossága  $10\%$  körül van, mert egyrészt a szikraközs mérés pontossága nem haladja meg a  $3-4\%$ -ot, másrészt a tér kiszámítása a különleges elektródaalak miatt /gömbbel szemben álló henger/ csak közelítő módszerrel volt lehetséges. A generátor feszültségét egy földelt tüsornak a nagyfeszültségű elektródához való közelítésével, illetve távolításával szabályoztuk. Az elektróda közelében a tük nagyobb áramot szívtak el, mint távol, ami a feszültség esökkenését eredményezte.

A berendezés működése. A készülék megépítése után elsőnek egy ismert magreakciót szándékoztunk létrehozni kizárólag azért, hogy ellenőrizzük az egész készülék működését. Mint ismeretes, lithiumot nagy energiájú protonokkal bombázva, egy meghatározott protonenergia esetén a lithium gammasugárzás kíséretében berilliummá alakul. Erre a reakcióra jellemző a nagy gammaintenzitás és hogy a reakció  $440\text{ kV}$ -nál rezonanciaszerű élességgel következik be. Természetesen éles rezonanciagörbét csak vékony target alkalmazása esetén kapunk, vastag targetnél, mint az a mi esetünkben is volt, integrálgörbéhez jutunk, vagyis a rezonancia feszültségnél meginduló magátalakulás nagyobb feszültség esetén is fennmarad.

A reakció észlelése a kísérő  $\gamma$ -sugárzás útján történt. Ezt a felső elektróda belsejében elhelyezett számlálókészülékkel mértük, amit egy, ugyancsak az elektróda belsejében elhelyezkedő megfigyelő kezelte.  $440\text{ kV}$ -os gyorsító feszültségnél a sugárzás oly nagy intenzitással indult meg, hogy a target közelében a számláló készülék felbontó képességét meghaladó sugárzást észleltünk. A készülék csak akkor tudta a belépő fotónokat regisztrálni, ha a számlálócsövet mintegy fél méterre távolítottuk el a targettól. Ez volt az első hazai magátalakítás, mesterségesen gyorsított részecskékkel.

További kísérleteink legfontosabb célja és eredménye, hogy meggyőződünk a készülék működéséről és tapasztalatokat szereztünk a gyorsítás területén. Ezek felhasználásával megkezdhetjük az összeállítást oly formában, amellyel már pontos magfizikai méréseket végezhetünk. Elsősorban a gyorsítás irányát kell megváltoztatni, ki kell egészíteni a berendezést egy feszültség-stabilizálóval, és fokoznunk kell a feszültségmérés pontosságát. Nem utolsó sorban ki kell dolgoznunk komoly sugárzásvédelmet is. E feladatok elvégzése után térhetünk csak rá magreakciók vizsgálatára, illetve mesterséges rádióaktív izotopok előállítására.

A készülékek és a rajtuk végzett mérések Simonyi Károly professzor vezetésével a soproni Elektrotechnikai Tanszéken, és kis részben a KFKI Atomfizikai Osztályán készültek. A berendezések legnagyobb részét az Elektrotechnikai Tanszék műhelyében Horváth István műszaki főtiszt készítette.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE. OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ.

Laboratóriumi számláló berendezés.

Irta: Tari László

Felszabadulásunk óta hazánkban a kísérleti fizika egyik leghatalmasabban fejlődő területe a különféle eredetű és természetű sugárzások vizsgálata. Ezen vizsgálatok egyik legelterjedtebb módszere a részecske számlálás. Függetlenül attól, hogy milyen részecskékkel és milyen detektáló rendszerrel dolgozunk - gondoljunk például a proporcionális számlálókra, vagy a kiváltó számlálókra - méréseink során a sugárzás detektor, esetleg lionáris erősítő, vagy erősítők és esetleges diszkriminátor után nyert elektromos impulzusok leszámolása az egyik feladat. Ennek megfelelően tehát olyan készülékeket kell szerkesztenünk, amely készülékek még nagyon szaporán egymást követő impulzusok leszámolására is alkalmasak. Az alkalmasság jelen esetben azt jelenti, hogy megadott számolási veszteségnél nagyobb ne keletkezhessék a számláló rendszerben. Ez más fogalmazásban azt jelenti, hogy a számláló berendezésnek kielégítő felbontóképességgel kell rendelkeznie. Ennek a felbontóképességnek a teljes berendezésre biztosítottnak kell lennie, így tehát nem elegendő a nagy elektronikus felbontó képesség, ha az innen származó összes impulzust az elektromechanikus rendszer nem képes regisztrálni. Olyan berendezést kell tehát létesíteni, amelynél az elektronikus és elektromechanikus rendszer holt ideje az előírt számolási veszteség betartásához elég kicsiny. A számolási veszteség a számláló berendezés holt ideje alatt beérkező és így nem regisztrált impulzusok száma.

A nagy felbontó képességre való törekvés a mérések pontosságának reprodukálhatóságának a fokozására irányul. Természetesnek látszik, hogy a felbontóképesség növelését ne az elektromechanikus regisztráló készüléknél erőltessük, mert a mechanikus rendszer tehetetlensége még a legügyesebb megoldásoknál is nagy. Sokkal célszerűbb tehát, ha az elektromos impulzusok számát megfelelő áramkörökkel leosztjuk és így már kisebb felbontóképességű, tehát egyszerűbb elektromechanikus regisztráló szerkezetet alkalmazhatunk. Szükséges azonban ekkor a leosztó helyes működésének a könnyű és gyors ellenőrzésére egy egyszerű impulzus generátornak a beépítése is.

A leggyakrabban előforduló Geiger-Müller számolócsöves mérések kényelmes keresztülvitele céljából egy, a számolóberendezésbe beépített folyamatosan szabályozható, stabil nagyfeszültség is nélkülözhetetlen. Végül célszerű a gyors, tájékozódó mérések megkönnyítésére egy impulzus integráló áramkört is alkalmazni.

Fenti irányelveknek megfelelő laboratóriumi számlálókészülék még 1951-ben terveztem meg, amelyet a Badelkisz kisipari szövetkezet sorozatban gyártott. Ezt a készüléktípust a KFKI Radiológiai osztályán továbbfejlesztettük és jelen közleményben ezt a fejlesztett típust ismertetjük.

## 1./ Általános elrendezés.

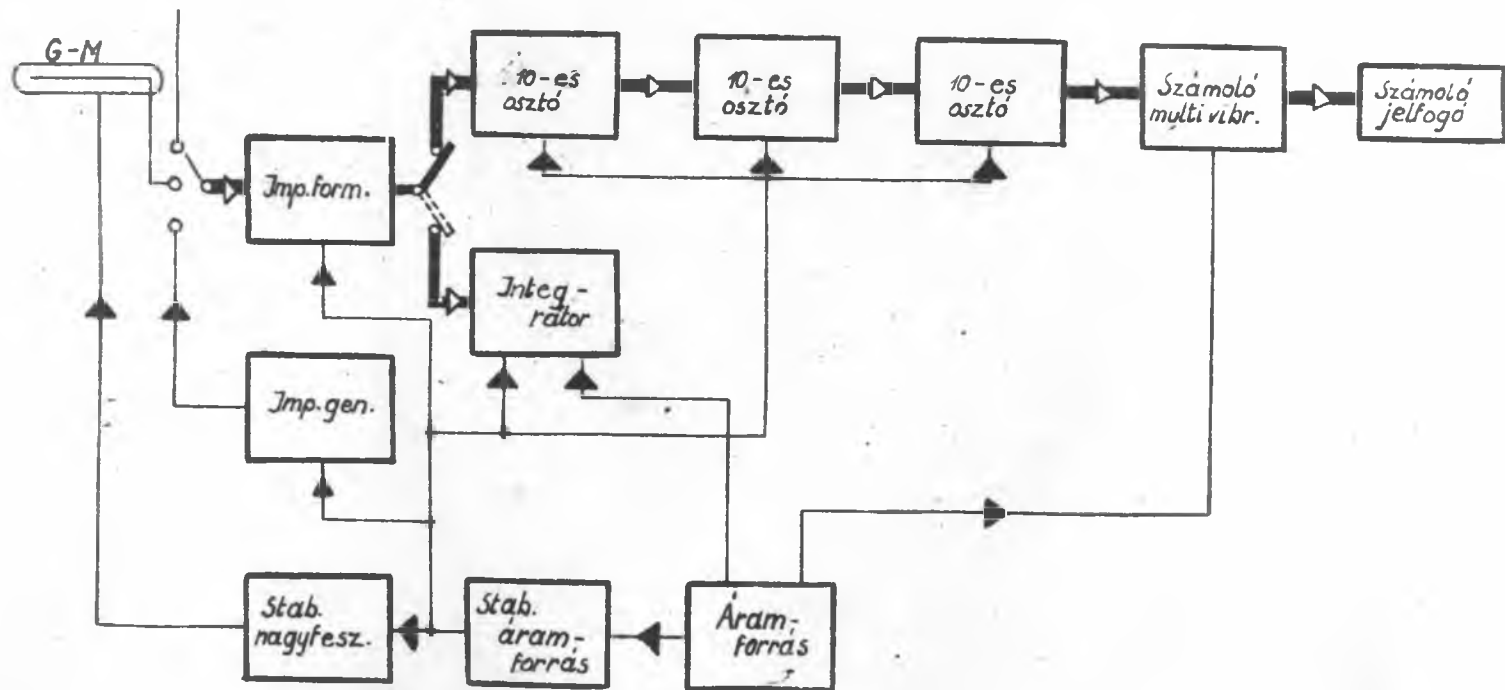
A berendezés elektromos elrendezési rajza az 1.sz. ábrán látható. Eszerint az impulzus formáló rendszer vagy Geiger-Müller osztról, vagy külső, egyéb impulzusról, vagy a beépített hitelesítő generátorról működtethető. Az impulzus formálóból a jelek vagy az integrátorra, vagy a dekádikus osztólánóra adhatók. Az áramforrás külön elektronikus stabilizátorral is rendelkezik, a berendezés minden kényes fokozata innen kap feszültséget. Ugyanazak a stabilizált egyenfeszültségű forrásból nyeri a stabilizált nagyfeszültséget szolgáltató szabályozott oszcillátor is a tápfeszültséget.

Az egyes fokozatokkal szemben támasztott követelmények és a megoldáshoz szükséges megfontolások a következők: Legyen az elektromechanikus számoló jelfogó maximális regisztrálási sebessége 10 impulzus/mp, periodikus jelek esetén. Ha jelfogó elé 1000-es elektronikus leosztót helyesünk, gyakorlatilag ezt a regisztrálási sebességet ki is lehet használni, anélkül, hogy a számoló jelfogó holt ideje alatt is kapna jeleket. Ha a statisztikusan egymást követő jelek közül minden 1000. jelet kiragadjuk, akkor az így nyert új jelcsoport egyes tagjai már közel periodikusan következnek egymás után. Ilyen körülmények között tehát csak arra kell ügyelni, hogy az osztónak elegendő nagy felbontóképeséget tudjunk biztosítani.

Az utolsó osztó és a számoló jelfogó közé egy, a jelfogót működtető, egy stabil állapotú multivibrátor van beiktatva. Ennek az áramkörnek az a feladata, hogy az osztóból kikerülő, rövid időtartamu impulzusokat olyan időtartamukra alakítsa át, mint amilyen időtartamu meghúzás szükséges a jelfogó biztos működéséhez.

Az alkalmazott osztó  $10^{-5}$  sec-ra egymást követő két jelet még külön tud választani. Ha max. számolási sebesség esetén 60-70 ko/s frekvenciájú periodikus jeleket akarunk regisztrálni, akkor a dekádikus osztó előtt olyan impulzusformáló kört kell alkalmazni, amelynek az egalizált kimenő impulzusai kb. 5 usec időtartamúak. Így az impulzus formálótól a regisztráló jelfogóig rendelkezésünkre állnak a méretezéshez szükséges kiindulási adatok. Az impulzus formáló előtt még impulzus erősítő is van beépítve, hogy kb. 200 mV bemenő jelek már üzembiztosan tudják működtetni a berendezést.

Az egyes impulzusok darabonkénti leszámolásán kívül lehetőség van a berendezésben az impulzusszám időintegráljának a mérésére is. Végtérítésben 1000, 10000, ill. 100000 impulzus/perc átkapcsolási lehetőséggel három méréshatárban közvetlen mérést lehet végezni. Az alkalmazott diódás integráló kapcsolás konstans amplitúdójú impulzusokat igényel. Az integráló kondenzátoron kialakult egyenfeszültséget differenciálcsofóltmérővel mérjük.



1. ábra



## B./ Részletes áramköri ismertetés.

### 1./ Impulzus formáló egység /2.ábra./.

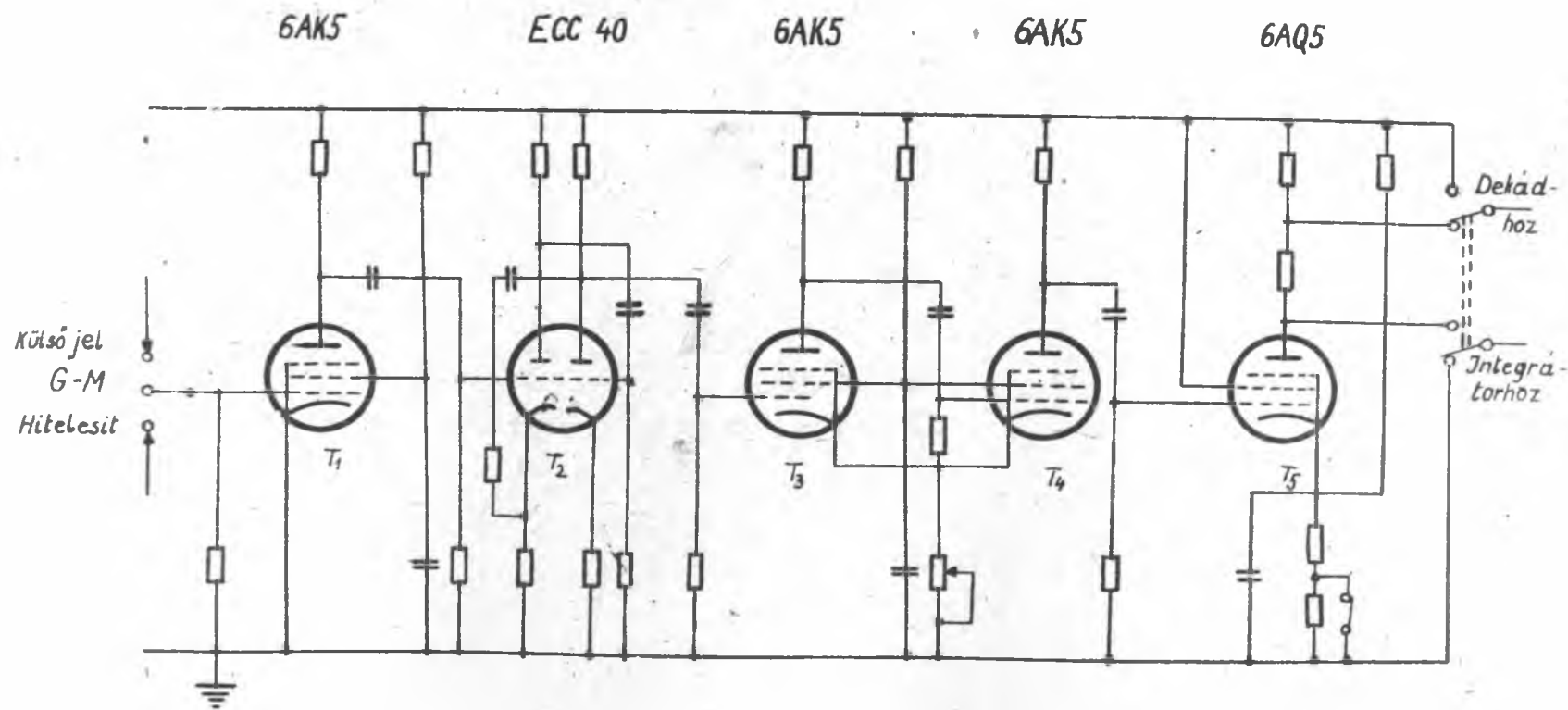
A fokozat feladata a beérkező impulzusok amplitudójának és időtartamának az egalizálása. A készülék további fokozatainak a helyes működéséhez feltétlenül szükséges, hogy azonos amplitudójú és azonos időtartamu jeleket kapjanak. Ezt a kiegyenlítő folyamatot végzi ez a fokozat. Induljunk ki a fokozat egy stabil állapotú katód csatolású multivibrátorából / $T_3$  és  $T_4$ /. Amint tudjuk, a katódcsatolású multivibrátorok egyik fő előnye az igen meredek emelkedésű, négyszögletes kimenő jelforma és a jól beállítható időtartam, nem utolsósorban pedig a multivibrátor érzékenységeinek a kényelmes szabályozása. Ezzel az érzékenység szabályozással több készülék is azonos érzékenységi nivóra szabályozható be. A szabályozást a közös katód ellenállás értékének a változtatásával, tehát a lezárt cső lezáró előfeszültségének a változtatásával végezzük. Ha a lezárt cső rácsára vezérlő jeleket adunk, vagy elegendő a jel amplitudója a rendszer átbillentésére és ekkor meghatározott amplitudójú, pozitív polaritású kimenő jelet kapunk a  $T_4$  anódjáról, vagy nem tudja elvégezni az átbillentést. Ekkor azonban semmiféle kimenő jelet sem kapunk. Biztosítottuk tehát az azonos kimenő amplitudójú jeleket. A nem stabil állapotú, tehát a kimenő jel időtartamát a  $T_4$  cső rácskomplexumával állítjuk be a kívánt kb. 5  $\mu$ sec időtartamra.

Hogy ez a multivibrátor szabadonfutóvá ne váljék, gondoskodnunk kell a lezárt cső számára egy minimális előfeszültségről. Ez az érték kb. 30 V. A multivibrátor ennél a feszültségnél jóval kisebb amplitudójú impulzusra is megindul, de célszerűen úgy vesszük, hogy ez az előfeszültség szabja meg a multivibrátor elé kapcsolandó erősítőfokozatok erősítését. A teljes készülék bemenő érzékenységét 200 mV-ban célszerű megszabni, így 150-szeres erősítést kell biztosítani. Az erősítő nagy negatív visszacsatolással működik, hogy az erősítés változását kiküszöböljük. Az így felerősített jelek vezérlik a multivibrátort, míg az innen nyert jeleket fázisfordítás és leválasztás céljából egy lezárt cső rácsára visszük / $T_5$ /.

Ennek a csőnek a katódja nagy pozitív feszültségre van előfeszítve, úgy, hogy nyugalmi állapotában teljesen le van zárva. A multivibrátorról nyert azonos amplitudójú és időtartamu pozitív jelek vezérlik a csövet. Anódjában osztott munkaellenállás van elhelyezve. A kisebb amplitudójú jelekkel a dekádosztót vezéreljük, míg átkapcsolhatóan a nagyobb jelekkel az integrálókört.

Ennél a csőnél oldjuk meg az egész készülék elektromosan számol - nem számol kapcsolását is. Ha ugyanis a cső katódkörében még egy további nagyértékű ellenállást helyezünk el, oly nagy előfeszültség állítható be, hogy a cső a multivibrátor pozitív jeleire sem képes vezetni. Ez az ellenállás rövidre zárható és ekkor a fokozat normális működése megindul. Automatizált méréseknél az óraművel ezt az ellenállást rövidre záró, vagy felszabadító kontaktust vezéreljük.





2. ábra

## 2./ Dekádikus osztó /3.ábra/.

Az előzőekben tárgyalt impulzussszám elektronikus alóosztását az osztó végzi. A készülékben három tízes dekád van elhelyezve, teljesen azonos áramköri elemekkel. Az itt alkalmazott tízes dekád egy olyan 16-os osztó, amely visszaosztolás révén a 9. pozíció után automatikusan 0-ra áll vissza. Az egység billenőkörrei 6J6 ikertriódákból állnak, az egyes billenőkörök közötti osztozást pedig 6AL5 ikerdiódák végzik. Ugyancsak 6AL5 osztozó visszacsatolás osztozócsöve is. Az egyes billenőkörök pillanatnyi állapotát miniatűr glimnek jelzik, ezeket tudjuk felhasználni az interpolálásra. A három dekád billenőkörrei egyetlen nyomógomb segítségével alapállásba hozhatók, ekkor az összes interpoláló lámpa kialszik.

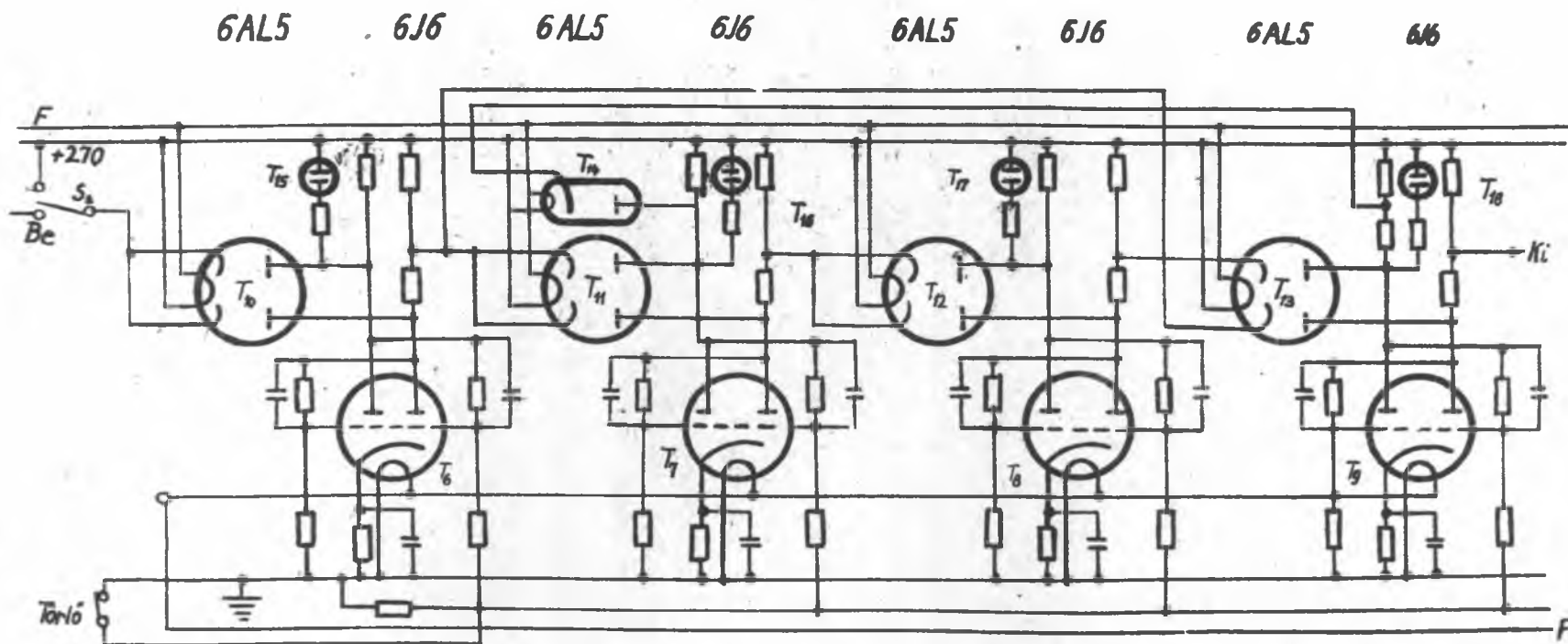
A billenőkörök alapállásában a 6J6 osztozók /3.ábra/ jobb oldali rendszerei vezetnek, a baloldali rendszerek le vannak zárva. Mivel az egyes baloldali anódkörökön nem folyik áram, a hősátartós anódmunkaellenállásokon nincs feszültségesés, így az interpoláló glimnek sem égnek.

Vizsgáljunk meg közelebbről egy billenőkört, pl. a  $T_6$ ,  $T_{10}$  és  $T_{15}$ -osból álló rendszert. A  $T_{10}$  kettős dióda katódjai az impulzusformáló egység  $T_5$  fázisfordító osztojának a megosztott anódmunkaellenállás pontjára csatlakoznak az  $S_2$  kapcsolón keresztül.  $T_5$  nyugalomban le van zárva, tehát a  $T_{10}$  dióda katódjai anód plusz feszültségen vannak, a diódák nem vezetnek. Ha a  $T_5$  egy pozitív vezető impulzust kap, a jel időtartamára a osztozó vezetni kezd, munkaellenállásán feszültségesés keletkezik. Ezáltal a  $T_{10}$  dióda katódjai is negatívabbak lesznek és most az a dióda oldal kezd hirtelen vezetni, amelyiknek az anódja pozitívabb feszültségen van. Nyilván a  $T_6$  osztozó lezárt oldalára csatlakozó dióda oldal fog vezetni. És az anódközi lökés elegendő ahhoz, hogy a két stabil állapottal rendelkező billenőkör az első állapotából a második állapotába billenjen át.

Ekkor vezetővé válik a  $T_6$  bal oldala és lezár a jobb oldala. Ennek az állapotnak megfelelően kigyullad az első interpoláló lámpa / $T_{15}$ /, jelezvén, hogy a dekád egy impulzust beérkezett.

A  $T_5$  osztozó által szolgáltatott következő negatív impulzus visszabillenti az első kört, a  $T_6$  osztozó visszaáll nyugalmi állapotába, tehát a jobb oldala kezd vezetni. Kialszik a  $T_{15}$  glim, de egy negatív lökést kap a következő osztozó dióda / $T_{11}$ / mindkét katódja és ez a  $T_7$  billenőkört billenti át. Ekkor a  $T_{16}$  glim kigyul, jelezvén, hogy a dekád már 2 impulzust kapott.

Ilyen sorrendben működnek a osztozók a 9. impulzus beérkezéséig. A 9. impulzus hatására  $T_6$  bal oldala is vezetővé válik,  $T_9$  bal oldala pedig még a 8. impulzus óta vezető. Ekkor a  $T_{15}$  és  $T_{18}$  glimnek égnek, jelzik a 9 beérkezett impulzust. Most azonban a visszacsatoló áramkör is előkészül a működésre. A  $T_{14}$  dióda a



3. ábra

8. impulzus óta vezet, tehát a  $T_7$  billenőkör baloldali anódjának a munkaelenállásán már van feszültségcsökkenés. Ez azonban úgy van beállítva, hogy a  $T_{16}$  glimmet ne tudja begyújtani, viszont a  $T_6$  cső átbillenéséből származó negatív impulzus a  $T_7$  csövet már ne tudja átbillenteni. Így tehát a 10. impulzus beérkezése után a  $T_6$  cső alapállásba billen, a  $T_7$  pedig változatlanul alapállásban marad. A  $T_8$  semmiféle impulzust nem kap ekkor, tehát továbbra is alapállású, viszont a  $T_9$  is alapállásba billen, mert a  $T_{13}$  dióda alsó felének a katódja  $T_6$  alapállásba billenése alkalmával negatív lökést kap és így a  $T_9$  jobboldali rendszerét teszi vezetővé.

Amint az első dekádsor alapállásba visszaállt,  $T_9$  jobboldali anódjáról a következő dekád felé negatív impulzus indul és ez a második dekádsor első tagját billenti át.

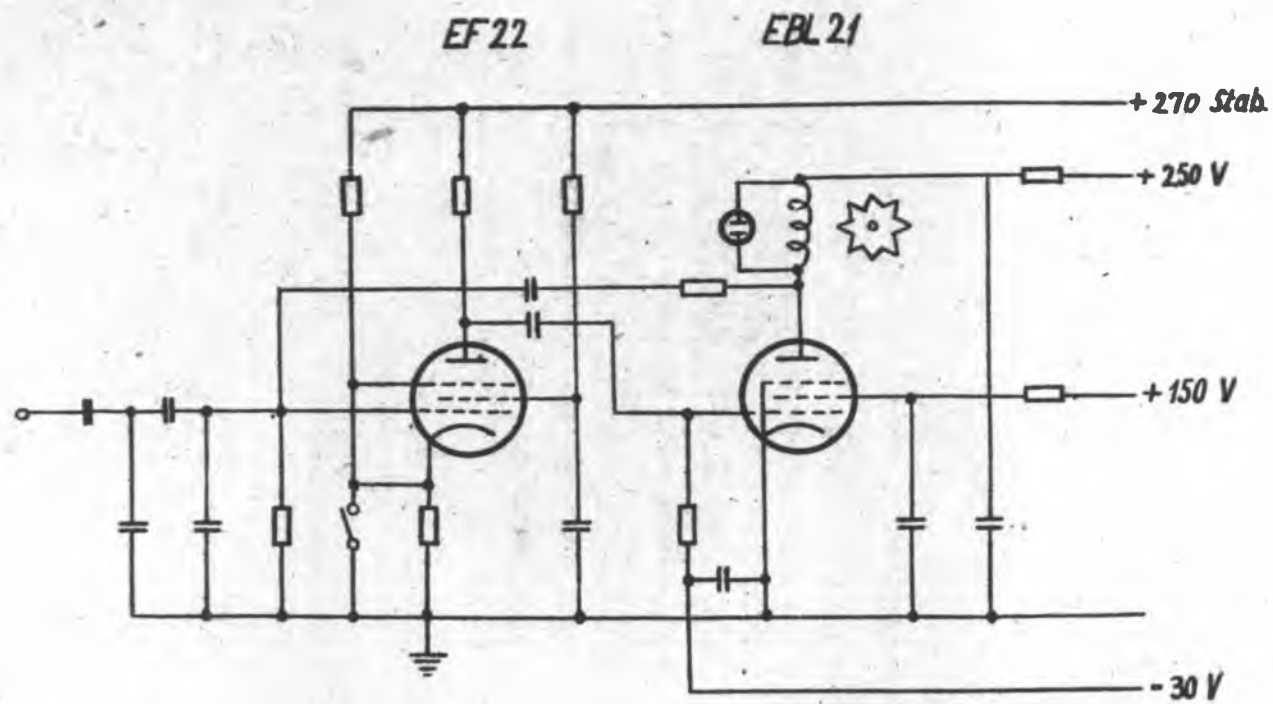
$T_5$  cső által szolgáltatott további impulzusokra az előbbieken leírt folyamatok ismétlődnek. A beadott impulzusok száma bármikor leolvasható az interpoláló lámpákról. A  $T_{15}$  glim minden páratlan számú impulzusnál ég, értéke 1. A  $T_{16}$  glim a 2., 3., 6. és 7. impulzusnál ég, értéke 2. A  $T_{17}$  glim a 4., 5., 6. és 7. impulzusnál ég, értéke 4. A  $T_{18}$  glim a 8. és 9. impulzusnál ég, értéke 8. Ilyenformán mindig egy dekádsorhoz tartozó égő glimek értékeit kell összeadni és megkapjuk az illető dekádba bejutott, de tovább nem adott impulzusok számát.

A  $T_5$  csőről meghajtott dekád 0-10-ig számol, tehát a legnagyobb felbontóképességgel kell rendelkeznie. A második dekádsor 10-100-ig számol, a harmadik pedig 100-1000-ig. A harmadik dekádból továbbjutó impulzusok kerülnek csak a számoló jelfogó áramkörébe, tehát az csak minden 1000. impulzust regisztrálja.

A dekádsorok alapállásba vitelét egy, a billenőkörök jobboldali rendszerének rácslevezető ellenállásaival sorbakötött, nagyértékű ellenállás beiktatásával biztosíthatjuk. Ez az ellenállás egy nyugalomban zárt, nyomókapcsolóval van párhuzamosan kötve. Nyugalmi helyzetben tehát ez az ellenállás rövidre van zárva. Törlés alkalmával, tehát a dekádsorok alapállásba vitelekor ez az ellenállás beiktatódik az egyes billenőkörök jobboldali rácskörébe és úgy módosítja az egyes fokozatok egyenfeszültség eloszlását, hogy a jobboldali rácsokon okvetlenül rácsáram induljon meg. Ennek következtében az egyes billenőkörök olyan állapotot vesznek fel, hogy a jobboldali rendszerek vezetnek, szükségképpen tehát a baloldaliak lezáródnak. Ezzel tehát a dekádsor alapállásba állt vissza.

### 3./ Számoló multivibrátor /4.ábra/.

A dekádsor által továbbadott minden 1000. impulzus tulajdonképpen egy meredek jelhomlokú, az eredeti állapothoz képest nega-



4. abra

tivabb nivóra történő egyenfeszültségugrás, mely mindaddig tart, amíg a dekád sor utolsó billenőkörre nyugalmi helyzetéből át nem billen. Ez pedig csak további 800 impulzus beérkezése után következik be. Ekkor egy pozitívabb egyenfeszültségű nivóra való ugrás következik be, ugyancsak meredek jelhomlokkal. Így tehát a kimenő jeleket célszerű differenciálni, hogy csak a változások idejére kapjunk rövid időtartamu jeleket. Differenciálás után mind pozitív, mind negatív impulzusaink lesznek. A számoló multivibrátort csak a negatív impulzusok tudják vezérelni.

A beérkező jelek kb. 20 V amplitudójúak, tehát célszerű kapacitív leosztást is alkalmazni, hiszen már 2 V körüli jelekkel is biztosan lehet vezérelni a multivibrátort. Másrészt a leosztás azért is lényeges, hogy a multivibrátor átbillenése alkalmával keletkező jelek ne juthassanak vissza az osztó utolsó fokozatára.

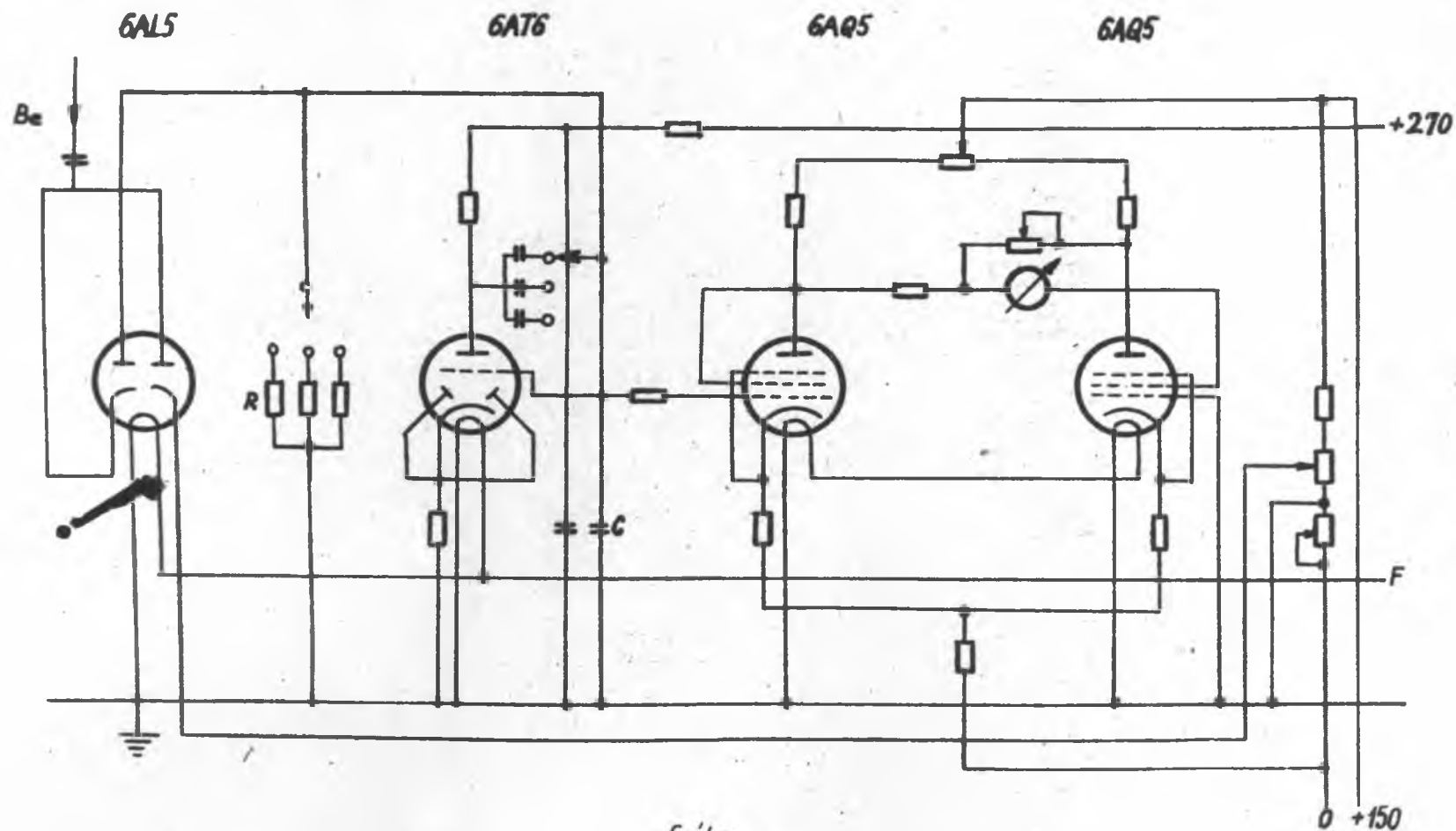
Ez a multivibrátor egy-stabil állapotú. Az első csőve a nyugalomban vezető, a második csőve a nyugalomban lezárt oszlop. Ez az utóbbi nagyáramú oszlop, ennek az anódkörébe van beépítve a számoló jelfogó. Így tehát gazdaságos is a fokozat működése, mert a nagyáramú oszlop csak a meghúzások alkalmával fogyaszt. Ezen oszlop anódjáról soros RÖ taggal csatlakozunk vissza az első oszlop rácására. Ezzel a visszacsatoló taggal állítjuk be a meghúzás időtartamát.

Tekintve, hogy a számoló jelfogó nagy menetesszámú meghúzó tekercsoszlop rendelkezik, az aránylag nagy induktivitáson az impulzus megszüntekor olyan nagyfeszültség keletkezhet, mely a tekercset veszélyezteti. Ezért a tekercs két végére egy korlátozó ellenállás nélküli 100-140 V égési feszültségű glimmet célszerű kapcsolni. Ez nem akadályozza a meghúzó áram kialakulását, de a megszakításkor keletkező indukált feszültség csúcsot rövidre zárja és így mint túlfeszültség levezető működik.

#### 4./ Integráló kör /5. ábra/.

Az integráló kör feladata az időegység alatt beérkező impulzusok számának mutatós műszeren való indikálása. Bizonyos méréseknél igen fontos, hogy az impulzusok számának az időben történő változásáról tájékozódhassunk. Ilyen esetekben a számlálás nem célszerű megoldás, gondoljunk csak rövid felezési idejű radioaktív anyagok felezési idejének mérésére. Különösen akkor válik kényelmessé a mérés, ha folyamatosan író műszerrel regisztrálunk. Ha a műszer kitérése arányos az időegység alatt beérkező impulzusok számával - mint ahogy ez a követelmény fent is áll - akkor a regisztráló műszerrel követni lehet az illető anyag sugárintenzitásának az időbeli változását. Természetesen ez a módszer nem olyan pontos, mint az impulzusok egyenkénti leszámolása, de éppen a megoldandó feladatok teszik nélkülözhetetlenné az integráló körök alkalmazását.

Ha a leszámolandó impulzusokkal egy kondenzátort töltünk, a kondenzátor sarkai között növekvő feszültségkülönbség keletkezik. Ha ennek a kondenzátornak a sarkaira egy ellenállást is kötünk, akkor az ellenálláson keresztül megindul a kondenzátor kisülése is. Nyilvánvalóan egyensúlyi állapot következhet be az impulzusok által az időegység alatt szállított és az ellenállás által levezetett töltés között. Ennek megfelelően a kondenzátor, illetőleg az ellenállás két sarka között feszültségkülönbség ma-



5. ábra

rad. Ez a feszültségkülönbség pedig arányos az időegység alatt beérkező impulzusok számával, ha az impulzusok időtartama sokkal kisebb, mint az egymást követő impulzusok közötti idő és ha az egyes impulzus amplitúdók azonosak. A kondenzátor sarkain kialakult feszültségkülönbséget egyenfeszültségű csővoltmérővel mérjük.

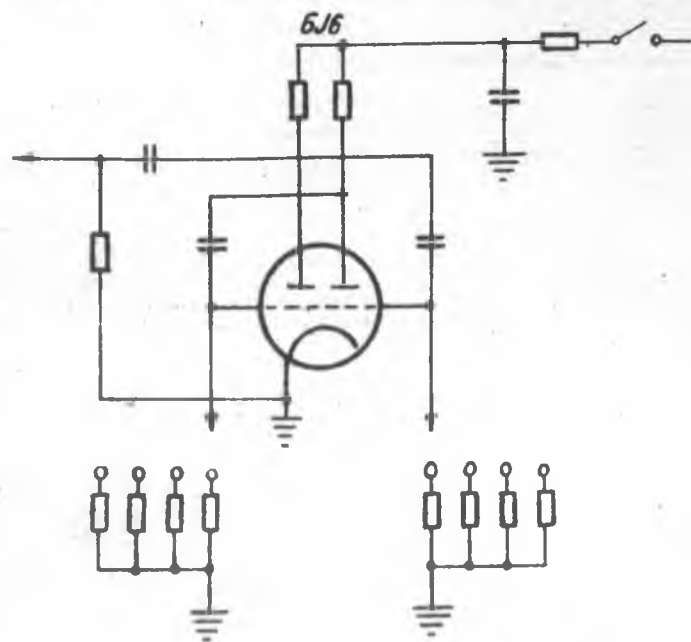
Ennél a készüléknél három méréshatár váltható. Ez a méréshatárváltság a kondenzátort áthidaló ellenállás értékének a változtatásával történik. A C változtatása a méréshatárra nincs befolyással, amint ez ki is mutatható. /Lásd: Elmor and Sands: Electronics 252. oldal./ A C szerepe a mérés várható hibájának a meghatározásánál domborodik ki. Ha C értéke nagy, csak igen lassan tud feltöltődni, tehát hosszú időt vesz igénybe a műszer beállása. Ha C kicsiny, a műszer ugyan gyorsan beáll, de az impulzusok eredetüknél fogva statisztikusan érkeznek és így kis számú beérkező impulzus esetén nehezen kiértékelhető, statisztikusan erősen ingadozó műszerkitérést kapunk.

A készülékben lehetőség van arra, hogy akár kis értékű, akár nagy értékű C legyen beiktatható. Nagy C érték azzal a veszéllyel jár, hogy az átvezetése miatt kalibrációs nehézségek állnak elő: különféle C érték mellett azonos R esetén is különböző műszerkitérést kapunk. Éppen ezért a C értékének a növelését elektroncső segítségével, a Miller effektus felhasználásával oldjuk meg.

A csővoltmérő differenciálkapcsolásban dolgozik, így a legkedvezőbb stabilitási viszonyok is elérhetők. A mérendő feszültség 1, max. 2 Volt, tehát kényelmesen mérhető érték.

A műszer végkitérése 1000, 10 000 és 100 000 impulzus/perc, a C váltásával végkitérésre vonatkoztatva 10, 5, ill. 1 % valószínű hiba kapcsolható.

5./ Beépített impulzusgenerátor /6.ábra/.



A dekádikus osztók és az integrálókör időszakos ellenőrzésére szolgál egy beépített multivibrátor, amely 6J6 csővel dolgozik. A cső mindkét ráoskórának levezető ellenállása kapcsoló segítségével váltható és így 4 frekvencia állítható. Kis értékű anódmunkaellenállásokkal dolgozik és a kimenő jelek igen kis időállandóju differenciálkörtön keresztül juthatnak

6.ábra.



a készülék impulzusformáló egységének a bemenetére. Az impulzusok 800, 3000, 8000 és 80 000/perc ismétlődéssel kapcsolhatók.

#### 6./ Szabályozott nagyfeszültségű áramforrás. /7.ábra./

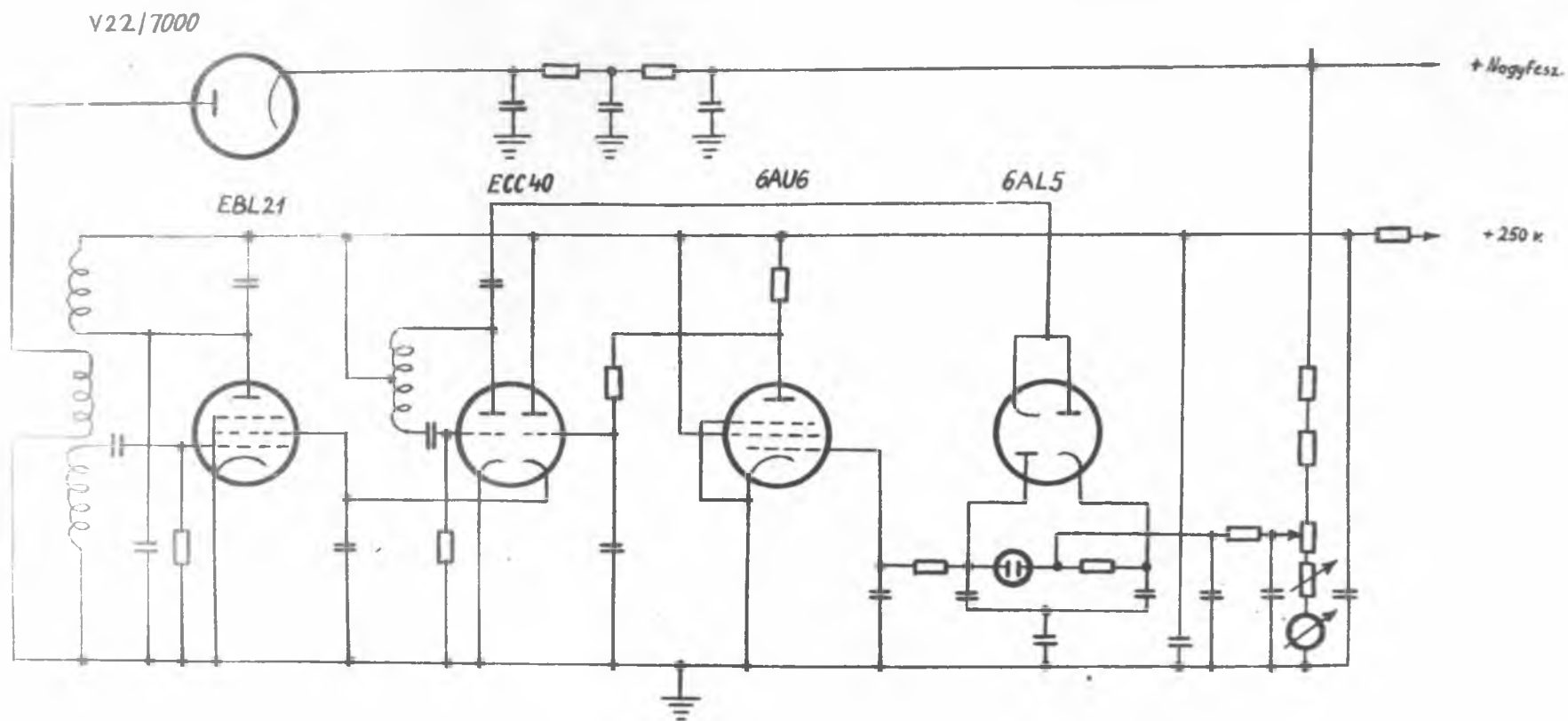
Számolócsöves mérésekhez a készülékben folyamatosan változtatható stabilizált nagyfeszültségű áramforrás is van. A nagyfeszültség előállítására nagyfrekvenciás oszcillátor segítségével történik. Az oszcillátor EBL21 végerősítő pentóda, amelynek a szabályozását a segédrácskörében végezzük. A nagyfrekvenciás feltranszformált nagyfeszültséget egyenirányítás és szűrés után egy osztóláncba vezetjük. Az osztó föld felőli végének a közelében potencióméterről levett feszültséget egy 6AU6 differencia erősítő rácsára visszük. Az összehasonlító feszültséget egy ECG40 cső egyik feléből, mint oszcillátorból vett nagyfrekvenciás feszültségnek 6AL5 csővel történő feszültségduplázó kapcsolásban egyenirányított és 150 V-os glimmel stabilizált feszültsége szolgáltatja. A 6AU6 differencia erősítő cső rácsára a leosztott nagyfeszültség és az összehasonlító feszültség különbsége jut. A változásokat a cső felerősíti és anódmunkaellenállásáról az ECG40 cső másik felét, mint katódcsatolású erősítőt vezéreljük. Az ECG40 eszen oldalának a katódja az EBL21 oszcillátorosó segédrácsával van összekötve és katódeellenállásként az EBL21 segédrács-katód szakasza szolgál. A kimenő nagy egyenfeszültség beállítása a leosztó lánc potencióméterének a változtatásával történik. Bár-mely beállított potencióméter álláshoz a G-M csövek kicsiny terhelése mellett meghatározott kimenő feszültség tartozik.

A kimenő feszültség változása esetén /pl. növekedésekor/ az összehasonlító feszültség és a leosztott feszültség különbsége változik /csökken/. Ezáltal a 6AU6 cső nagyobb anódáramot vesz fel, tehát csökken az anód feszültsége. Ugyancsak csökken a katódcsatolású erősítő vezérlő feszültsége és így az EBL21 oszcillátor segédrács feszültsége is. A kisebb segédrács feszültség hatására az oszcillátor kevésbé rezeg, csökken tehát a nagyfeszültség is. Helyes beállítás esetén ez a változás a primer változást tökéletesen kompenzálni tudja.

A jelenlegi készüléknél a nagyfeszültség 500-2000 V-ig folyamatosan szabályozható. A hálózati tápfeszültség + 10 % változására a kimenő egyenfeszültség kb. + 0,3 % -ot változik, a stabilizálási faktor tehát kb. 33. Ha a nagyfeszültséget csak kisebb tartományban akarjuk folyamatosan szabályozhatóvá tenni, pl. 800-1500 V között, akkor a stabilizálási faktor 60-70 közötti értékre emelhető.

#### 7./ Stabilizált hálózati anódpótló.

A készülék minden anódfeszültségre kényes fokozata stabilizált áramforrásról van táplálva. Degeneratív erősítős stabilizátort alkalmaztunk. Soros csöve 2 db UBL21 párhuzamosan járattva, míg erősítő csöve 6AK5. Az összehasonlító feszültséget 90 V-os glimm szolgáltatja, amely a 6AK5 katódkörébe van iktatva.



7. ábra

### C./ A készülék felépítése.

Minden egyes egység önálló dobozban van elhelyezve. Az egyes dobozok rugalmas csapokkal csatlakoznak a készülék alaplemezában levő megfelelő hüvelyekbe. Így az egységek könnyen kihúzhatók és másik hasonló készülék megfelelő egységeivel cserélhetők is. Különösen előnyös ez a szervissz szempontjából. Az összes kezelőszervek a készülék előlapjára vannak kivezetve. Két 100 " A végkitérésű műszer közül az egyik a nagyfeszültség ellenőrzésére, a másik /az integrálókör csővoltmérőjének a műszere/ az impulzusszám/pero leolvasására szolgál. A készülék előlapjának a közepén található a 3 dekádsor interpoláló lámpáinak az ablakai, megfelelő feliratokkal. Alattuk a hálózati ki-bekapcsoló és jelzőlámpa. Ettől balra az integrátor-dekád átkapcsoló, az integrátor-nullázó, az integrátor méréshatár váltója és a valószínű hiba % kapcsolója. A készülék előlapjának bal szélén található az interpoláló lámpák törlőgombja, az elektromechanikus számoló számsora és alatta a számoló jelfogó ki-bekapcsolására szolgáló kapcsoló.

A hálózati kapcsolótól jobbra a hitelesítő generátor ki-bekapcsolója és a hitelesítő frekvencia átkapcsolója, a nagyfeszültség ki-bekapcsolója és a nagyfeszültség szabályozására szolgáló gomb található.

A készülék előlapjának jobb szélén I. bemenet közvetlen impulzusok bevitelére, a II. G-M cső bemenet a G-M csővel való csatlakozásra szolgál. Alattuk a bemenet váltókapcsolója és az elektromosan számol - nem számol kapcsoló.

A készülék előlapja és szerelőlapja hegesztett keretekkel van összeerősítve. Így az egész készülék betolható a házába. A hálózati csatlakozás a készülék hátlapján történik.

--

Remélhetőleg ez a készüléktípus teljes mértékben ki fogja elégíteni a pillanatnyi hazai igényeket és jó alapot fog szolgáltatni egy esetleges továbbfejlesztéshez. Ilyen fajta számolóberendezések még nem voltak hazánkban és a velük kapcsolatos rutinmérések sem alakulhattak még ki. Éppen ezért látszik egyelőre komplikálnak a készülék. A rutinmunka kifejlődése fogja majd eldönteni, hogy a készülék mely részei, és főként, hogy mely kezelőszervei lesznek elhagyhatók.

A KFKI hatalmas lendületű fejlődése és a különféle sugárzási vizsgálatokba bekapcsolt újabb és újabb kutatókáderek biztosítékot nyújtanak arra, hogy a kísérleti fizikának ez az új tevékenysége hazánkban is komoly megalapozottságu tudománnyá növekedjék. Így munkánkkal és eredményeinkkel mi is elősegítjük az emberiség közös ügyét.

Árkesett: 1953. szept. 18.-án.